

Untersuchung der Kernreaktion

$^{232}\text{Th}(\alpha, \text{xn})^{226,227}\text{Th}$
mit einem Heliumjet

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim
Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von
Hartmut Jungclas
aus Treysa/Z.

Marburg/Lahn 1974

Untersuchung der Kernreaktion

$^{232}\text{Th}(\alpha, \text{xn})^{226,227}\text{Th}$
mit einem Heliumjet

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim

Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

Hartmut Jungclas
aus Treysa/Z.

Marburg/Lahn 1974



Vom Fachbereich Physikalische Chemie der
Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am 10.6.1974

Tag der mündlichen Prüfung am 29.6.1974

Berichterstatter: Prof. Dr. R.Brandt

Mitberichterstatter: Prof. Dr. W.Walcher

Externer Gutachter: Prof. Dr. R.D. Macfarlane

Inhaltsverzeichnis

Seite

Kurzfassung	1
1. Einleitung	2
1.1. Einführung in den behandelten Problemkreis	2
1.2. Zielsetzung der Arbeit	3
2. Theoretische Aspekte zur Kinematik photonen-induzierter Verbundkernreaktionen	5
2.1. Bremsstrahlspektrum eines Wolframkonverters	5
2.2. Photoanregung von Thorium im Energiebereich bis 60 MeV	7
2.3. Zur Theorie der Verbundkernreaktion	10
2.3.1. Statistische Theorie der Evaporation	11
2.3.2. Jackson-Vandenbosch-Formalismus	12
2.3.3. Monte-Carlo-Kalkulation	14
2.4. Berechnung der Isotopen- und Impulsverteilung der Residualkerne	15
2.4.1. Computerprogramm "EVA"	15
2.4.2. Mittelwertbetrachtung	19
2.5. Reichweite niederenergetischer Rückstoßkerne	21
2.6. Vor- und Rückwärtsemission der Reaktionsprodukte aus einem dicken Target	23
3. Bestimmung der mittleren Reichweite der Rückstoßkerne	26
3.1. Versuchsbedingungen	26
3.2. Ergebnisse der integralen Zählratenbestimmung	28
3.3. Ergebnisse der Alphaspektroskopie	31
3.3.1. Vorwärts-Rückwärtsverhältnis der emittierten Residualkerne	36
3.3.2. Abschätzung der Wirkungsquerschnitte einiger $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{xn})$ -Reaktionen	38
4. Die Gasjet-Transportmethode für Rückstoßkerne	41
4.1. Anlagerung der Rückstoßkerne an Cluster	43
4.2. Verhalten der Aktivität im expandierenden Gasstrahl (Experimente bei Texas A&M)	44
4.2.1. Öffnungswinkel der ausströmenden Aktivität	45

4.2.2.	Transmission durch einen Abschäler	47
4.2.3.	Kinetische Energie der Cluster	48
4.2.4.	"off-line"-Experiment mit Wasser-clustern	51
5.	Heliumjetsysteme für die Untersuchung der Reaktionsprodukte	54
5.1.	Aufbau der Apparatur	54
5.1.1.	Erstes Jetsystem	55
5.1.2.	Zweites Jetsystem	56
5.1.3.	Überdruckjet	58
5.1.4.	Meßelektronik	59
5.2.	Ergebnisse der Alphaspektroskopie	62
5.2.1.	Aktivität des unbestrahlten Targets	62
5.2.2.	"on-line"-Spektroskopie der ^{226}Th -Reihe	63
5.2.3.	Die ^{227}Th - und ^{229}Th -Reihe	65
5.3.	Abschätzung der Transportausbeute	66
6.	Zusammenfassung	69
7.	Literaturverzeichnis	72
	Wiederholt benutzte Symbole und Konstanten	76
	Danksagungen	77

Kurzfassung

Für den Transport und die Untersuchung von Folgeprodukten der Kernreaktion $^{232}\text{Th}(\leq 60 \text{ MeV-}\gamma, \text{xn})$ wird ein Heliumjetsystem aufgebaut. Die theoretischen Grundlagen für die Targetkinematik, wie Photoanregung, Evaporationskaskade und Reichweite schwerer Ionen, werden dargestellt. Für die Reichweite der Residualkerne wird ein Vorwärts-Rückwärtsverhältnis von etwa 2:1 vorhergesagt. Aktivierungsexperimente mit dicken Thoriumtetrafluorid-Targets und Fängerfolien für die emittierten Reaktionsprodukte ergeben ein nuklid-abhängiges Vorwärts-Rückwärtsverhältnis, das innerhalb von 1-2 Standardabweichungen des statistischen Fehlers mit den berechneten Werten übereinstimmt. Ein Targetsystem mit Thoriumnitrat beschichteter Glaswolle wird mit dem Heliumjet im "on-line"-Betrieb getestet und nach der Bestrahlung zur Untersuchung der langlebigen Aktivitäten mit dem Überdruckjet eingesetzt. Die radioaktiven Zerfallsreihen der transportierten Reaktionsprodukte werden durch Alphaspektroskopie identifiziert.

1. Einleitung

Das Studium neutronenarmer Atomkerne im Bereich der Aktiniden ist von aktuellem Interesse, da die spektroskopische Untersuchung dieser deformierten Kerne die Kenntnis von der Struktur der Kernmaterie erweitert.

Neutronenarme Nuklide produziert man durch Beschuß von Atomkernen mit energiereichen Teilchen (> 10 MeV). Dem Zielkern (Target) wird dabei soviel Anregungsenergie zugeführt, daß er einige Nukleonen - vorzugsweise Neutronen - emittiert, sofern er nicht spaltet. Die Wahl des Projektils ist eine Frage der vorhandenen apparativen Mittel und unbedeutend, solange der gewünschte Anregungszustand häufig genug gebildet wird (Wirkungsquerschnitt der Verbundkernbildung). Um die Untersuchung auf kurzlebige Kerne ausdehnen zu können, ist die Entwicklung neuer, schnellerer Transporttechniken nötig.

1.1. Einführung in den behandelten Problemkreis

Der Heliumjet ist eine Transportmethode für Rückstoßkerne und ein nützliches Hilfsmittel bei der Erforschung kurzlebiger Nuklide. Er ermöglicht nicht nur den schnellen Transport der Reaktionsprodukte zu einem Nachweissystem in untergrundarmer Umgebung, sondern separiert zugleich die radioaktiven Produkte von der Targets substanz, die eventuell selbst radioaktiv sein kann.

Der Heliumjet ist seit seiner Entwicklung in Berkeley fast ausschließlich an Protonen- und Ionenbeschleunigern eingesetzt worden. Die Asterix-Gruppe^{+) - ein Team von Physikern und Chemikern der Universitäten Marburg und Giessen zum Bau eines "online"-Isotopenseparators - hatte sich zum Ziel gesetzt, ein Heliumjet-Transportsystem am Giessener 60 MeV-Elektronenbeschleuniger zu entwickeln. Mit dem anzukoppelnden Isotopentrenner sollen später die Zerfallseigenschaften von weit außerhalb des Tals der Betastabilität liegenden Spallations- und Spaltprodukten untersucht werden. Der damit angesprochene}

<sup>+) Asterix steht für: Analysing-System of Transferred Exited
Re coils in the GSI</sup>

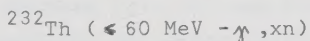
Problemkreis ist so umfangreich, daß die vorliegende Arbeit sich nur mit einem Teilaspekt befaßt, nämlich dem Aufbau eines Heliumjets für den Transport der Reaktionsprodukte photoinduzierter Kernreaktionen.

Beim Elektronenbeschleuniger wird im Vergleich zu anderen Beschleunigern ein geringer Impuls auf den Zielkern übertragen, sei es nun, daß die Anregung durch den primären Elektronenstrahl oder die sekundäre Bremsstrahlung erfolgt. Ein Gasjet-Transportverfahren setzt aber voraus, daß die zu analysierende Aktivität aus dem Targetmaterial herausgestoßen wird. Ein einfaches Aktivierungsexperiment mit Target-Fängerfolien-Anordnung zeigt, daß der übertragene Impuls ausreicht, eine Gasjet-Transportmethode für die Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{xn})$ anzuwenden.

1.2. Zielsetzung der Arbeit

Am 60 MeV-Elektronenbeschleuniger werden mit einem Thoriumtarget neutronenarme Nuklide hergestellt und analysiert. Dazu werden vier Problemkreise untersucht:

I Ausbeuteverteilung der Isotope in der Reaktion:



II Impulsverteilung der Produkte und deren Abbremsung im Targetmaterial;

III Transport der Aktivität mit einem Heliumjet;

IV Identifizierung der Produkte durch Alphasppektroskopie und Zuordnung zu Zerfallsreihen.

Für die beiden ersten Punkte sollen zunächst (Kapitel 2) alle theoretischen Aspekte zusammengefaßt werden wie Bremsstrahlspektrum, Wirkungsquerschnitt des Kernphotoeffekts, Isotopen- und Impulsverteilung einer Verbundkernreaktion, Reichweite schwerer Ionen. Anschließend wird zur Bestimmung der mittleren Reichweite ein Aktivierungsexperiment mit einer "dicken Target- dicken Fänger-Anordnung" beschrieben (Kapitel 3). Das Versuchsergebnis ist erstens ein Test der Evaporationsmodellvorstellung und ihrer

statistischen Beschreibung. Zweitens erlaubt dieses Experiment, die Transportausbeute des Heliumjets zu bestimmen; d. h., wieviel Prozent der aus dem Target emittierten Rückstoßkerne zu der Nachweiskammer transportiert werden.

Zum letzten Punkt (IV) werden "on-line Messungen" mit Hilfe des Heliumjets durchgeführt (Kapitel 5). Da für den Transportmechanismus eines Gasjets durch die Beobachtung von Clustern neue Einsichten gewonnen wurden, wird in einem separaten Teil (Kapitel 4) auf die Rolle dieser Cluster oder Aerosole im Gasstrom eingegangen.

2. Theoretische Aspekte zur kinetisch proportionalen Verbundkernreaktionen

Für eine quantitative Beschreibung der Isotopenverteilung der Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, xn)$ ist die Kenntnis des Teilchenflusses nötig. Da der Wirkungsquerschnitt für photoelektroneninduzierte Reaktionen an Thoriumkernen ein Vielfaches des Wertes der elektroneninduzierten Reaktionen beträgt, werden Kernreaktionen durch Einfang von Elektronen des Primärstrahls vernachlässigt.

2.1. Bremsstrahlungsspektrum eines Wolframkonverters

Die Ursache der Bremsstrahlung liegt in der unelastischen Streuung von Elektronen am Coulombpotential der Targetkerne. Gemäß der klassischen Elektrodynamik wird die bei der Abbremsung verlorene kinetische Energie des Elektrons in Form einer elektromagnetischen Welle abgestrahlt. Die Intensität dieser Strahlung ist etwa proportional dem Quadrat der Ordnungszahl Z des Targetmaterials. Die Energieverteilung E_γ reicht von Null bis zur kinetischen Energie des Elektrons: $T_0 = E_0 - m_e c^2 = E_\gamma \text{ max}$. Diese Strahlung ist in der Atomphysik bereits als Bremsstrahlungskontinuum. Üblicherweise finden schwer schmelzbare Metalle wie Tantal ($Z = 73$), Wolfram ($Z = 74$) und Platin ($Z = 78$) als Konvertertargets Verwendung. Der totale Wirkungsquerschnitt - integriert über alle Streuwinkel - ist nach Bethe und Heitler [Bet 34] für die Abbremsung eines Elektrons mit der Energie E_γ in einem dünnen Target (die einfallenden Elektronen werden im Konverter nur einmal gestreut) gegeben durch:

$$\begin{aligned} d\sigma(E_\gamma, E_0) &= \alpha r_e^2 Z^2 \cdot E_\gamma^{-1} \cdot I(E_\gamma, Z) dE_\gamma \\ &= 5,78 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \cdot Z^2 \cdot E_\gamma^{-1} \cdot I(E_\gamma, Z) dE_\gamma \end{aligned}$$

α : Feinstrukturkonstante

r_e : klassischer Elektronenradius

$I(E_\gamma, Z)$ ist eine Intensitätsfunktion, die den Wirkungsquerschnitt nach dem zunächst hyperbolischen Abfall (für

$E_\gamma \rightarrow E_0 - m_e c^2$) rasch auf Null bringt. Für ihre Berechnung haben verschiedene Autoren unterschiedliche Annahmen gemacht. Eine gute Übersicht haben Koch und Motz [Koc 59] und neuerdings Matthews und Owens [Mat 73] gegeben. Für einen kleinen Raumwinkel in Strahlrichtung leitete Schiff [Sch 51] in extrem relativistischer Rechnung und mit einem abgeschirmten Coulombpotential eine Intensitätsfunktion her, die hier angewendet wird. Für den Fall eines Wolframtargets ($Z = 74$) und der Elektronenenergie $E_0 = m_e c^2 + 55 \text{ MeV}$ ist die relative Häufigkeit der Photonen in Abb. 1 aufgetragen.

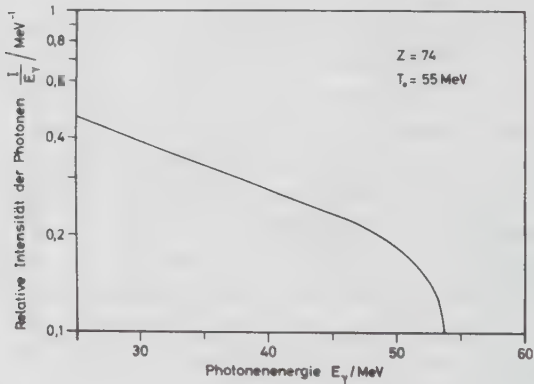


Abb. 1: Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung eines Wolframkonverters für Elektronen mit einer kinetischen Energie von 55 MeV berechnet nach Schiff [Sch 51].

Für den Fall des hier benutzten Wolframtargets (Zahl der Atomkerne: $n = 6,35 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) der Dicke $D = 1 \text{ mm}$ ergibt sich die Anzahl der Photonen N_γ im Energieintervall ΔE_γ zu:

$$N_\gamma = D \cdot n \int_{\Delta E_\gamma} dG = 0,02 \int_{\Delta E_\gamma} I(E_\gamma) \cdot E_\gamma^{-1} \cdot dE_\gamma$$

2.2. Photoanregung von Thorium im Energiebereich bis 60 MeV

Die Anregungsfunktion der Photoabsorption an Thoriumkernen ist von einigen Experimentatoren untersucht worden (u. a. [Gin 56], [Gav 57], [Kat 57]). Die beste Messung wurde von Bergère et al. mit Hilfe eines Neutronenmultiplizitätszählers im Energiebereich 9 - 16 MeV durchgeführt [Ber 72] und weist ein Maximum der Anregungsfunktion bei 14 MeV Photonenenergie auf.

Um die für alle Photokernreaktionen großen Wirkungsquerschnitte im Bereich 10-20 MeV zu erklären (Riesenresonanz), betrachtet man den Atomkern als ein Kollektiv, das zu Dipolschwingungen angeregt werden kann. Das hydrodynamische Modell [Ste 50] nimmt dafür ein Schwingen der Protonen relativ zu den Neutronen unter Beibehaltung einer konstanten Dichte und der Kugelgestalt des Kerns an. Die Wellenlänge λ_0 der niedrigsten Eigenfrequenz ν_0 (Dipolschwingung) ist nach den Berechnungen von Steinwedel und Jensen [Ste 50] gleich 2,08 mal dem Umfang des Kerns ($\pi \cdot d$).

"Daumenregel": $\lambda_0 \simeq d$ (Kerndurchmesser)

Die Energie der großen Dipolresonanz (GDR) ist demnach:

$$E(\text{GDR}) = h\nu_0 = \frac{hc}{4\pi \lambda_0} A^{-\frac{1}{3}} = 76 \text{ MeV} \cdot A^{-\frac{1}{3}}$$

r_0 : Radius eines Nukleons

$r_0 A^{\frac{1}{3}}$: Radius des Kerns

Für Thorium ($A = 232$) wäre die Resonanzenergie bei 12,4 MeV. Da dieser Atomkern jedoch schon im Grundzustand deformiert ist, weist die Anregungsfunktion gemäß den beiden Halbachsen zwei Maxima auf und zwar bei $(11,08 \pm 0,12)\text{MeV}$ und $(14,07 \pm 0,14)\text{MeV}$ [Ber 72].

Für Photonenenergien, die größer als 27 MeV sind, gibt es keinerlei Messungen mit Thorium. Alle Messungen mit anderen Nukliden zeigen jedoch, daß in diesem Bereich die Anregungsfunk-

tion energieunabhängig ist. Ein weiteres Maximum ist erst dann zu erwarten, wenn die Anregung einzelner Nukleonen stattfindet, nämlich oberhalb der Schwelle für Mesonenproduktion (150 MeV). Im Energiebereich $30 \text{ MeV} < E_\gamma < 150 \text{ MeV}$ sind gemessene Wirkungsquerschnitte für die Photoabsorption größer als die nach der kollektiven Modellvorstellung berechneten. Es sollte daher neben diesen Verbundkernreaktionen noch direkte Prozesse der Photonen mit den Nukleonen des Kernes geben. Unter Berücksichtigung des Dipolcharakters des Kernphotoeffekts schlug Levinger die Absorption der Photonen durch im Kern formierte Deuteronen als möglichen Prozeß vor. Zugleich formulierte er als erster die Proportionalität des Wirkungsquerschnitts der Quasidenteronreaktion σ_{qd} zum Wirkungsquerschnitt der Photospaltung von Deuteronen σ_d [Lev 51]:

$$\sigma_{qd} \propto 6,4 \cdot q(E_\gamma) \cdot \frac{(A-Z) \cdot Z}{A} \sigma_d$$

Der Korrekturterm $q(E_\gamma)$ entfällt für $E_\gamma > 150 \text{ MeV}$. Ist die Photonenenergie kleiner als die Schwelle der (γ, pn) -Reaktion, so ist $q(E_\gamma) = 0$ [Dan 59]. Im Zwischengebiet ist ein stetiger Übergang: $0 < q(E_\gamma) < 1$.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photospaltung $\sigma_d(E_\gamma)$ der

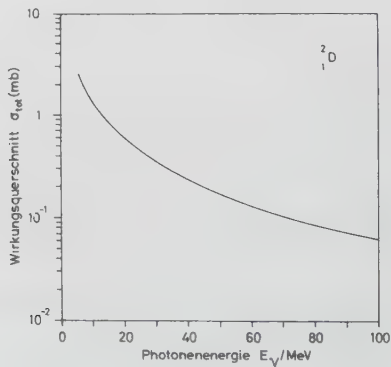


Abb. 2: Anregungsfunktion der Photospaltung von Deuterium nach Partovi [Par 64].

Deuteronen ist von Partovi berechnet worden [Par 64] und in Abb. 2 gezeigt für den Bereich $4 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$.

Die von Bergère et al. gemessene Anregungsfunktion für die Photoabsorption an Thorium wird mit Hilfe der Quasideuteron-Modellvorstellung ergänzt für den interessierenden Bereich $E_\gamma < 60 \text{ MeV}$. Da für die Berechnung des Quasideuteron-Wirkungsquerschnitts der Korrekturterm konstant $q(E_\gamma) = 0,78$ gesetzt wurde, weist die in Abb. 3 gezeigte Anregungsfunktion an der Übergangsstelle von den gemessenen zu den berechneten Werten einen Knick auf. Der Fehler für die berechnete Anregungsfunktion wird auf kleiner als 20 % geschätzt.

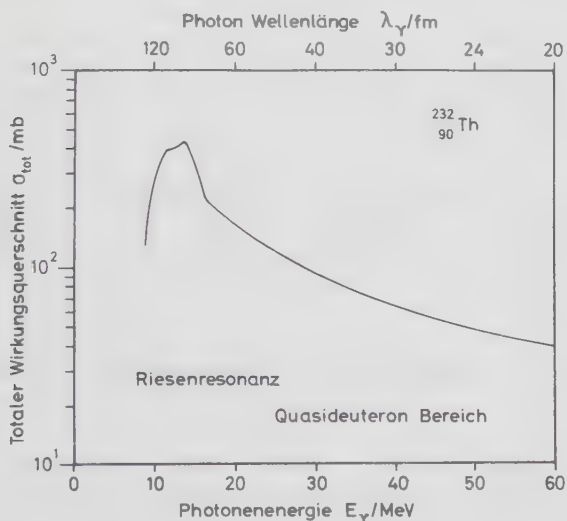
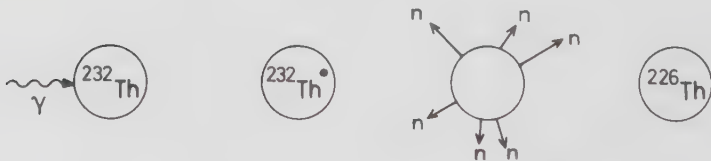


Abb. 3: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption an Thorium im Energiebereich 9 - 60 MeV (Einzelheiten im Text).

2.3. Zur Theorie der Verbundkernreaktion

Verbundkernreaktionen werden gemäß der Theorie von N. Bohr [Boh 36] und Weisskopf [Wei 37] als ein Zweistufenprozeß betrachtet. Zunächst wird durch die unelastische Streuung des Geschoßpartikels am Zielkern ein heißer Atomkern gebildet. Bevor die Nukleonen im Kern ein neues statistisches Gleichgewicht erreicht haben (ca. 10^{-20} sec), kann ein Teil der Anregungsenergie schon durch direkte Prozesse in der schnellen Kaskade bzw. in "Preequilibriumsreaktionen" [Bla 68] verlorengehen. In der zweiten Stufe erfolgt die Abkühlung des angeregten Verbundkernes durch Emission von Nukleonen (langsame- bzw. Evaporationskaskade, Dauer $< 10^{-15}$ sec).



Anregung $\longrightarrow$ Heißer Kern $\longrightarrow$ Verdampfung $\longrightarrow$ Restkern

Abb. 4: Schematische Darstellung der Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, 6n)^{226}\text{Th}$.

Die Abbildung 4 zeigt schematisch den Ablauf am Beispiel $^{232}\text{Th}(\gamma, 6n)^{226}\text{Th}$. Dabei wird angenommen, daß im Energiebereich $E_{\gamma} \leq 60$ MeV die Neutronen erst in der langsamen Kaskade emittiert werden.

Wenn eine Gruppe von Nukleonen, nach Levinger etwa ein Deuteron [Lev 51] , die Energie des unelastisch gestreuten Photons aufnimmt, fliegen Proton und Neutron antiparallel auseinander. Da die Reichweite von Nukleonen in Kernmaterie nur wenige Fermi beträgt (1 - 2 Nukleonendurchmesser), besteht die Möglichkeit der spontanen Emission eines Nukleons (direkter Prozeß) nur dann, wenn die Photoabsorption nahe der Kernoberfläche geschehen ist. Die kinetische Energie der im Kernpotential gebundenen heißen Nukleonen wird durch Stöße mit anderen auf den ganzen Kern übertragen. Dabei sollen wegen des Pauli-Prinzips nur solche Stöße erfolgen, bei denen die Nukleonen in unbesetzte Zustände springen. Schließlich bilden im statistischen Gleichgewicht die besetzten Zustände eine Fermiverteilung.

Im Energiebereich bis 60 MeV spielen direkte Prozesse wie (γ, n) , (γ, p) und (γ, γ') nur eine geringe Rolle. Die Diskussion der Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, xn)$ wird sich auf die Evaporationskaskade gemäß Weisskopfs statistischer Theorie beschränken.

2.3.1. Statistische Theorie der Evaporation

In einer Verbundkernreaktion verschmilzt ein Partikel a mit einem Zielkern X zu einem Verbundkern C^* mit der Anregungsenergie E^* . Der heiße Kern verdampft dann j-Teilchen b_i bis der kalte Residualkern Y zurückbleibt:



Sei $\tilde{P}(C, j)$ die Wahrscheinlichkeit, daß der Verbundkern C wenigstens j-Nukleonen emittiert, so läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die gesamte Reaktion berechnen [Bla 52] :

$$\sigma(a+X, Y+\sum_{i=1}^j b_i) = \sigma(a+X, C) [\tilde{P}(C, j) - \tilde{P}(C, j+1)] .$$

Die Wahrscheinlichkeit dP pro Zeiteinheit für die Verdampfung eines Teilchens b_i mit der kinetischen Energie ϵ_i im Intervall $d\epsilon$ ($\epsilon < \epsilon_i < \epsilon + d\epsilon$) ist nach Weisskopf [Wei 37] :

$$dP_i(\epsilon) = \frac{g_i \cdot \mu_i}{\pi^2 \cdot h^3} \cdot \sigma(Y + \frac{1}{2} b_i, C) \cdot \frac{\omega(Y)}{\omega(C)} \cdot \epsilon \cdot d\epsilon$$

$\sigma(Y + \frac{1}{2} b_i, C)$: inverser Wirkungsquerschnitt

$$\epsilon = E^*(C) - E^*(C-1) - Q(C, C-1)$$

Q : Q-Wert der Reaktion

$$g_i = 2s_i + 1$$

s_i : Spin des i-ten Teilchens

μ_i : reduzierte Masse des i-ten Teilchens

h : Planksches Wirkungsquantum

Die Zustandsdichte ω/MeV^{-1} ist proportional zu $\exp\{2\sqrt{a(E^* - \delta)}\}$, die Paarbildungskorrektur δ/MeV erniedrigt die zur Verfügung stehende Energie mit Ausnahme bei u-u Kernen [Bla 52].

a/MeV^{-1} ist ein massenabhängiger Niveaudichteparameter.

Mit Heisenbergs Unschärfereaktion für Lebensdauer und Energieschärfe wird dem angeregten Zustand des Verbundkerns für den i-ten Zerfallskanal eine partielle Breite Γ_i/MeV des Zustands zugeordnet:

$$\Gamma_i = h \int_{\epsilon=C}^{\epsilon_{max}} dP_i(\epsilon)$$

2.3.2. Jackson-Vandenbosch-Formalismus

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit $P(C, j)$ für eine beliebige Anregungsenergie E^* und der Evaporation von wenigstens j-Nukleonen führt auf ein j-faches Integral über das Produkt von j-Exponentialfunktionen. In der bislang allgemeinsten Form ist dieses Problem erst kürzlich von Gottschalk behandelt worden [Got 73]. Jedoch für die übliche Methode nach Jackson [Jac 56] sind zwei spezielle Voraussetzungen anzunehmen:

- die Neutronenemission ist der einzig offene Zerfallskanal;
- die Zustandsdichte ω ist proportional $\exp \frac{E}{T}$, wobei die mittlere "Kerntemperatur" T/MeV eine universelle Konstante der Evaporationskaskade ist.

Die Größe τ hat die Bedeutung einer mittleren kinetischen Energie der Nukleonen im Kern.

Die normierte Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Neutrons mit der kinetischen Energie ε ist dann [Lef 64]:

$$dP_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon \cdot d\varepsilon}{\tau^2} \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{\tau}\right\},$$

die einer Maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung entspricht. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit $\tilde{P}(E^*, jn)$, daß der heiße Kern wenigstens j - Neutronen verdampft:

$$\tilde{P}(E^*, jn) = \int_0^{\varepsilon_1^{\max}} \dots \int_0^{\varepsilon_{j-1}^{\max}} \prod_{i=1}^{j-1} \frac{\varepsilon_i}{\tau^2} \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon_i}{\tau}\right\} \cdot d\varepsilon_{j-1} \dots d\varepsilon_1$$

gab Jackson die unvollständige Gammafunktion von Pearson an:

$$\begin{aligned} \tilde{P}(E^*, jn) &= J(\Delta_j, 2j-3) \\ &= \frac{1}{(2j-3)!} \cdot \int_0^{\Delta_j} y^{2j-3} \cdot e^{-y} dy \quad [\text{Jac } 56] \\ &= 1 - e^{-\Delta_j} \cdot \sum_{i=1}^{2j-3} \frac{(\Delta_j)^i}{i!} \quad [\text{Lef } 64] \end{aligned}$$

mit $\Delta_j \cdot \tau = E^* - \sum_{i=1}^j B_{n,i}$ ist die maximale dem j -ten Neutron zur Verfügung stehende Energie, wenn $B_{n,i}$ die Bindungsenergie des i -ten Neutrons ist. Vandenbosch et al. [Van 58] erweiterten das Jackson-Modell, indem sie die Kernspaltung als Konkurrenz zur Neutronenemission zuließen. Zwei weitere Voraussetzungen werden berücksichtigt:

- c) Ist am Ende der langsamen Kaskade die verbliebene Anregungsenergie größer als die Spaltbarriere $B_{f,j+1}$, so spaltet der Restkern.
- d) $\varepsilon_n = \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}}$ ist eine von der Anregungsenergie unabhängige mittlere Wahrscheinlichkeit für die Neutronenemission.

Mit $\Delta_{j,f} \cdot \tau = E^* - \sum_{i=1}^j B_{n,i} - B_{f,j+1}$ erhält Vandenbosch die normierte Wahrscheinlichkeit für die Reaktion $C^* \rightarrow Y + x_n$:

$$P(E^*, x_n) = (G_n)^x \left\{ J(\Delta_{x,2x-3}) - J(\Delta_{x,f,2x-1}) \right\} \\ = (G_n)^x \left\{ e^{-\Delta_{x,f}} \sum_{i=1}^{2x-1} \frac{(\Delta_{x,f})^i}{i!} - e^{-\Delta_x} \sum_{i=1}^{2x-3} \frac{(\Delta_x)^i}{i!} \right\}$$

2.3.3. Monte-Carlo-Kalkulation

Der Jackson-Vandenbosch-Formalismus ermöglicht die Berechnung der Anregungsfunktion für Verbundkernprozesse in geschlossener Form, allerdings für eine mittlere "Kerntemperatur" und eine mittlere Wahrscheinlichkeit der Neutronenemission. Bedient man sich jedoch einer Monte-Carlo-Zufallsrechnung, so kann man die Evaporationskaskade Schritt für Schritt in einem Computerprogramm simulieren und energieabhängige "Kerntemperaturen" und Emissionswahrscheinlichkeiten benutzen. Diese Methode erfordert für eine gute Statistik einen großen Aufwand an Rechenzeit. Vorgegeben werden Anregungs- und kinetische Energie des Verbundkerns, sowie eine Sammlung von Bindungsenergien und Zerfallswahrscheinlichkeiten.

Die drei Schritte für die Verdampfung eines Teilchens werden dann im Computerprogramm durch vier Zufallszahlen determiniert:

- I. Wahl des Zerfallskanals: n,p,d,t, ^3He , α bzw. Spaltung;
- II. die kinetische Energie des Teilchens;
- III. die Emissionsrichtung (Azimut und Richtungswinkel).

Am Ende einer Kaskade ist die Zahl der verdampften Nukleonen, ihre Energie und Winkelverteilung sowie der Impuls des Residualkerns bekannt. Je öfter die Kaskade berechnet wird, desto besser wird die statistische Genauigkeit der berechneten Verteilungen.

Eine gute Darstellung der Monte-Carlo-Berechnung der Evaporationskaskade wurde von Hudis gegeben [Hud 68]. Die Methode

geht auf Dostrovsky et al. zurück [Dos 58] und wurde erst kürzlich von Stark ausführlich bearbeitet [Sta 74].

2.4. Berechnung der Isotopen- und Impulsverteilung der Residualkerne

Die statistische Theorie von Weisskopf eröffnet zwei mathematische Wege, die Evaporationskaskade für das Experiment $^{232}\text{Th}(\gamma, xn)$ zu analysieren, nämlich die Monte-Carlo-Zufallsrechnung [Dos 58] und die Methode nach Jackson [Jac 56]. Beide werden hier angewendet, um die Isotopen- und Impulsverteilung der Residualkerne zu berechnen.

Die einzige Monte-Carlo-Kalkulation für Photokernreaktionen wurde von Gabriel und Alsmiller Jr. durchgeführt [Gab 69]. Sie berechneten Energie- und Winkelverteilung von abgedampften Nukleonen für Reaktionen mit 40 - 350 MeV Photonen auf Targetkerne im Bereich ^{12}C bis ^{207}Pb . Wegen des großen Energiebereichs berechneten sie auch die schnelle Kaskade durch Berücksichtigung der direkten Prozesse und erzielten mit Hilfe der Quasideuteron-Modellvorstellung gute Übereinstimmung zu experimentellen Daten von Kauschal et al. [Kau 68], Jonson et al. [Jon 68], u.a.. Die ersten Ergebnisse dieses Computerprogramms im Bereich der Aktiniden - nämlich 100 - 500 MeV Photonen auf ^{238}U - publizierten Schröder et al. [Sch 73].

2.4.1. Computerprogramm "EVA"

Zur Berechnung der Isotopen- und Impulsverteilung wurde hier nun das Programm "EVA" benutzt [Sta 74], das eine Modifikation des Computerprogramms von Dostrovsky et al. ist [Dos 58]. Eine detaillierte Beschreibung dieser Berechnung der Evaporationskaskade mittels Monte-Carlo-Kalkulation findet man bei Stark [Sta 74]. Die beiden wichtigsten Zerfallskanäle für Thoriumkerne mit einer Anregungsenergie von maximal 60 MeV sind die Neutronenemission und die Spaltung. Dabei nimmt der Anteil der Spaltung mit wachsender Anregungsenergie zu. Dieser Tatbestand ist in Abb. 5 quantitativ dargestellt durch den Quotienten der

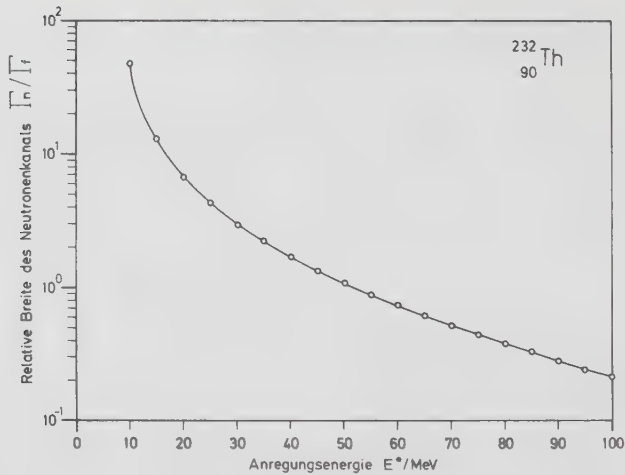


Abb. 5: Verhältnis der partiellen Breiten des Neutronen- und Spaltungskanals für Thorium im Energiebereich bis 100 MeV berechnet nach Stark [Sta 74].

partiellen Breiten Γ_n/Γ_f in Abhängigkeit der Anregungsenergie E^* .

Die Bindungsenergie der ersten vier Neutronen am ^{232}Th beträgt 26,55 MeV [Mye 66]. Die Berechnung der Isotopenverteilung der Residualkerne beschränkte sich auf die Fälle, in denen wenigstens vier Neutronen emittiert wurden. Die kleinste Anregungsenergie, mit der die Kaskadenrechnung durchgeführt wurde, betrug 25 MeV. Die Rechnung wurde je 300 mal mit geöffnetem Spaltungskanal und je 300 mal ohne Spaltung durchlaufen und anschließend die Anregungsenergie um ein 1MeV erhöht. Dieser Zyklus wurde 40 mal wiederholt, d.h. die maximale eingesetzte Anregungsenergie war 64 MeV. Die Rechnung mit geschlossenem Spaltungskanal ist zwar physikalisch unrealistisch, jedoch enden mehr der Kaskaden bei den neutronenarmen Residualkernen ^{228}Th , ^{227}Th und ^{226}Th . Die auf 300 Stück pro Anregungsenergie normierte Häufigkeitsverteilung dieser Isotope ist in Abb. 6 dargestellt.

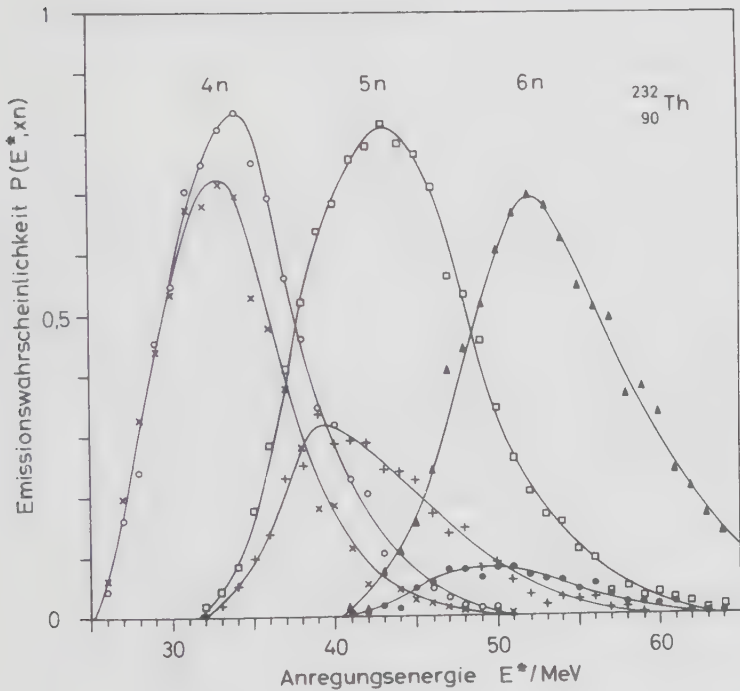


Abb. 6: Normierte Emissionswahrscheinlichkeit für 4,5 bzw. 6 Neutronen von Thorium bei Anregungsenergien von 25 bis 64 MeV. x, + und ● sind die Ergebnisse aus 12000 Kaskadenrechnungen mit geöffnetem Spaltungskanal; o, □ und ▲ entsprechend bei geschlossenem.

Die einzelnen Verteilungen haben etwa die Form einer Glockenkurve, wobei Schwerpunkt und Streuung der Verteilungen fast unverändert bleiben durch Öffnen oder Schließen des Spaltungskanals.

Faltet man die normierten Verteilungen (incl. Spaltung) mit dem Wirkungsquerschnitt für die γ -Absorption an ^{232}Th (siehe Abb. 3.), so erhält man die Anregungsfunktionen der drei zugehörigen Kernphotoreaktionen $^{232}\text{Th}(\gamma, xn)^{232-x}\text{Th}$ ($x = 4, 5, 6$).

Die Summe
$$\sum_{\frac{E_\gamma}{\text{MeV}} = 25}^{55} P(E_\gamma, xn) \cdot N(E_\gamma)$$

mit der Häufigkeitsverteilung $N(E_\gamma)$ des Bremsstrahlspektrums für die Elektronenenergie $E_0 = m_e c^2 + 55 \text{ MeV}$ (siehe Kapitel 2.1.) ist ein Maß für die im Experiment zu erwartenden Isotopenausbeuten.

Zur Berechnung der Impulsverteilung der Residualkerne wird dem Verbundkern der Impuls des eingeschossenen Photons zugeordnet: $p_{\text{VK}} = E_\gamma / c$. Während der Evaporationskaskade erfährt der Kern pro emittiertem Nukleon einen Rückstoß. $\vec{p}(xn)$ sei die Summe dieser x -Impulse und $p_{\parallel}(xn)$ deren Projektion auf die Strahlrichtung. Die Impulsverteilung $p_{\parallel}(Y, xn) = p_{\text{VK}} + p_{\parallel}(xn)$ in Strahlrichtung der Isotope ^{228}Th , ^{227}Th und ^{226}Th ist in Abb. 7 dargestellt. Dabei wurden für die Abbildung die 12000 Kaskadenrechnungen ohne Spaltung berücksichtigt.

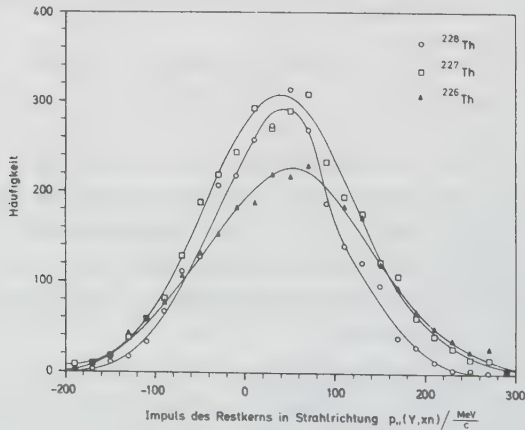


Abb. 7: Häufigkeit der Impulskomponente in Strahlrichtung für die Isotope ^{228}Th , ^{227}Th und ^{226}Th berechnet in 12000 Kaskadenrechnungen mit geschlossenem Spaltungskanal.

2.4.2. Mittelwertbetrachtung

Im Gegensatz zur Monte-Carlo-Methode ermöglicht der Jackson-Vandenbosch-Formalismus die Berechnung der Isotopenverteilung in geschlossener Form. Dafür beruht diese Rechnung nur auf Mittelwerten, welches am deutlichsten zum Ausdruck kommt in dem Parameter "mittlere Kerntemperatur T ". Eine solche Größe wird üblicherweise so variiert, daß Theorie und Experiment am besten übereinstimmen (Fitparameter). In Anlehnung an die Arbeit von Vandenbosch et al. [Van 58] wird für die gesamte Evaporationskaskade eine mittlere "Kerntemperatur" $T = 1,4$ MeV angenommen. Als Mittelwert der relativen Neutronen-Kanalbreite wird der Wert $G_n = 0,9$ benutzt, welches einem Mittelwert des Quotienten $\Gamma_n / \Gamma_f = 9$ entspricht (vgl. Abb. 5.). Die nötigen Bindungsenergien und Spaltbarrieren sind den Massentabellen von Myers und Swiatecki entnommen [Mye 66]. Das numerisch erzielte Ergebnis für die normierte Emissionswahrscheinlichkeit $P(E^*, x_n)$ ist in Abb. 8 aufgetragen.

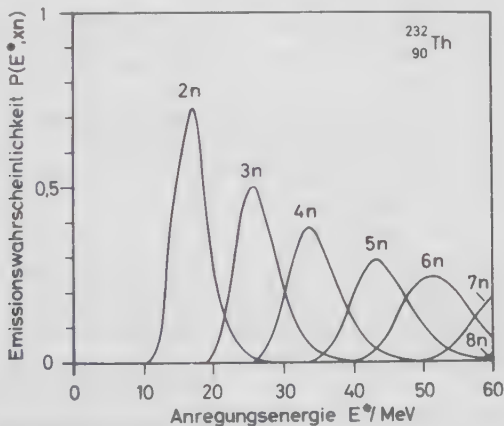


Abb. 8: Normierte Emissionswahrscheinlichkeit mehrerer Neutronen aus einem Thoriumkern für Anregungsenergien ≤ 60 MeV berechnet im Jackson-Vandenbosch-Formalismus.

Die Verteilungen, insbesondere die Lage der Maxima, entsprechen den Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnung, jedoch stehen die Höhen der Verteilungen, verglichen mit den Kaskadenrechnungen mit offenem Spaltungskanal (vgl. Abb. 6), in einem anderen Verhältnis. Dies könnte jedoch angepaßt werden, indem man den Parameter G_n geeignet wählt.

Für die Berechnung der Impulsverteilung $p_n(Y, x_n)$ der Residualkerne, d. h. ihrer Projektion auf die Strahlrichtung, in geschlossener Form kann man das Energiespektrum $P(\epsilon)$ der verdampften Neutronen benutzen (vgl. 2.3.2.). Bei isotoper Emission der Neutronen gilt für den Erwartungswert einer beliebigen Richtungskomponente p_n des Neutronenimpulses p_n im Schwerpunktsystem:

$$\begin{aligned} \langle p_n \rangle &= 0 \\ \langle p_n^2 \rangle &= \frac{1}{3} \quad \langle p_n^2 \rangle = \frac{2}{3} m_u \langle \epsilon \rangle \end{aligned}$$

Es wird angenommen, daß die Impulskomponente p_n normalverteilt ist mit der Varianz:

$$G^2(p_n) = \langle p_n^2 \rangle - \langle p_n \rangle^2 = \frac{2}{3} m_u \langle \epsilon \rangle$$

Im Schwerpunktsystem eines x -Neutronen emittierenden Kerns ist der Mittelwert einer Richtungskomponente des Rückstoßimpulses Null und die Varianzen addieren sich:

$$G_x^2(p_n) = \frac{2}{3} \times m_u \langle \epsilon \rangle$$

Im Laborsystem wird für die Impulskomponente $p_n(Y, x_n)$ des Rückstoßkerns eine Gaußverteilung angenommen:

$$P(p_n(Y, x_n)) = (2\pi G_x^2)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(p_n - p_{YK})^2}{2 G_x^2}\right]$$

deren Schwerpunkt um den Impuls des Verbundkerns p_{YK} verschoben ist. Bedingt durch die endliche Anregungsenergie des Verbundkerns existiert eine obere und untere Grenze der Impulsverteilung. Sicherlich ist $p_n(Y, x_n)$ nicht exakt gaußverteilt.

Für die numerische Berechnung der normierten Gaußverteilung muß eine mittlere Neutronenenergie vereinbart werden. Ist $\epsilon_{\max}$ die maximal zur Verfügung stehende kinetische Energie für ein verdampftes Neutron, so ist der Erwartungswert der kinetischen Energie ϵ gegeben durch das Integral (vgl. 2.3.2.):

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^{\epsilon_{\max}} \frac{\epsilon^2}{T^2} \exp\left\{-\frac{\epsilon}{T}\right\} d\epsilon$$

Dieses Integral ist gleich $2T$ für $\epsilon_{\max} = \infty$, in der allgemeinen Form jedoch nur numerisch lösbar. Da der mittleren "Kern-temperatur" T die Bedeutung einer mittleren kinetischen Energie der im Kernpotential gebundenen Nukleonen zukommt, gilt die Einschränkung:

$$T \ll \langle \epsilon \rangle \leq 2T$$

Die explizite Berechnung der Impulsverteilung wird daher mit beiden Grenzwerten für die mittlere kinetische Energie der emittierten Neutronen durchgeführt.

Die Diskussion der Ergebnisse und ein Vergleich mit den Monte-Carlo-Berechnungen findet man in Kapitel 2.6..

2.5. Reichweite niederenergetischer Rückstoßkerne

Für die Abbremsung schwerer Ionen (A_1, Z_1) in Materie (A_2, Z_2) sind nach N. Bohr zwei Effekte von Bedeutung: die Streuung der Ionen an den Elektronen der Targetkerne sowie die Streuung an den Kernen selbst [Boh 48]. Ist aber die Geschwindigkeit der Ionen (v_1) kleiner als die Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen in der ersten Bohrschen Bahn ($v = \alpha c Z_1$), so darf der Anteil des Energieverlusts durch Elektronenstöße vernachlässigt werden.

Es soll nun die Energie-Reichweite-Beziehung für niederenergetische Thoriumionen (1-1000 keV) unter dem Gesichtspunkt quasi-elastischer Kernstöße untersucht werden. Bei genügend großen Energien kann die Kernstreuung gut mit Hilfe des Coulombpotentials $U = Z_1 Z_2 e^2 (4 \pi \epsilon_0 r)^{-1}$ beschrieben werden. Bei kleinen kinetischen Energien bleibt der minimale Abstand zwischen den Kernen so groß, daß die Kernladungen durch die Elektronen abge-

schirmt sind und das Potential der effektiven Kernladungen berücksichtigt werden muß. Linhard, Scharff und Schiøtt (LSS) haben zu diesem Zweck den Atomen ein Thomas-Fermi-Potential zugeordnet, daß für kleine Abstände r in das gewöhnliche Coulombpotential übergeht:

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r} \cdot u\left(\frac{r}{r_a}\right)$$

Dabei ist $u\left(\frac{r}{r_a}\right)$ eine Fermifunktion mit der Abschirmkonstante r_a [Lin 63]. LSS entwickelten einen universellen Energie-Reichweite-Formalismus für beliebige schwere Ionen im Energiebereich 1 keV bis 100 MeV. Da jedoch Ergebnisse nur durch numerische Integrationen erzielbar sind, wird hier auf das Computerprogramm "REINA" verwiesen [Mün 67]. Münzel berechnete im Rahmen der LSS-Theorie die mittlere Reichweite $\bar{R}$:

$$\bar{R} / \frac{\mu g}{\text{cm}^2} = K \cdot (T/\text{MeV})^k$$

für Ionenenergien T bis maximal 3 MeV/Nukleon mit zwei nuklid-abhängigen Konstanten K und k . Die berechnete Reichweite ist dabei nur die Projektion des durchlaufenen Weges auf die Richtung des Ions vor der ersten Kollision. Diese Korrektur ist wichtig, da bei $Z_1 \approx Z_2$ große Streuwinkel möglich sind. Weiterhin ist die Reichweite mit der Dichte des Absorbermaterials gewichtet. Für die Abbremsung von Thoriumionen in einem Thoriumfluoridtarget (Th F_4) entnehmen wir Münzels Tabellen durch Interpolation:

$$\begin{aligned} \bar{R} / \frac{\mu g}{\text{cm}^2} &= 155 \cdot (T/\text{MeV})^{0,75} \quad \text{in } {}^{232}_{90} \text{Th} \\ &= 57 \cdot (T/\text{MeV})^{0,79} \quad \text{in } {}^{19}_9 \text{F} . \end{aligned}$$

Durch Wichtung mit den Atommassenzahlen

$$\bar{R} / \frac{\mu g}{\text{cm}^2} = \frac{232}{308} \cdot 155 (T/\text{MeV})^{0,75} + \frac{76}{308} \cdot 57 (T/\text{MeV})^{0,79}$$

und mittels einer Approximation zum Angleichen der Potenzen ergibt sich:

$$\bar{R} / \frac{\mu g}{\text{cm}^2} = 133 \cdot (T/\text{MeV})^{3/4} \quad \text{in } \text{Th F}_4 .$$

Bei eindeutiger Ionenenergie ist die Reichweite normalverteilt mit der Varianz [Lin 63]:

$$\sigma^2(R) = \frac{2}{3} \cdot \frac{A_1 \cdot A_1}{(A_1 + A_2)^2} \cdot \bar{R}^2 ,$$

genannt "straggling". Im hier diskutierten Fall ist die resultierende Streuung $\sigma(R) \approx 0,01 \bar{R}$ vernachlässigbar klein bei der gegebenen Gaußverteilung der Rückstoßimpulse.

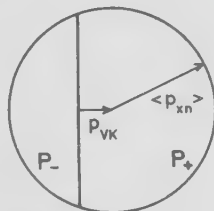
2.6. Vor- und Rückwärtsemission der Reaktionsprodukte aus einem dicken Target

Der Impuls des Residualkerns einer Verbundkernreaktion sei:

$$\vec{p}(Y, x_n) = \vec{p}_{VK} + \vec{p}(x_n),$$

wobei $\vec{p}(x_n)$ der Impuls des Residualkerns im Schwerpunktsystem des Verbundkerns (VK) ist (siehe Abb. 9).

Abb. 9: Schematische Darstellung des Verbundkern-Impulses und des mittleren Rückstoßes durch die Verdampfung von x-Neutronen.



Für die Projektion des Rückstoßimpulses auf die Strahlrichtung $p_{||}$ gelte die in Kapitel 2.4.2. angegebene Gaußverteilung der normierten Wahrscheinlichkeit $P(p_{||}(Y, x_n))$. Bei einem dünnen Target, d. h. keine Streuung der Rückstoßkerne im Target, ist der Anteil der in positiver Strahlrichtung emittierten Nuklide gegeben durch das Integral:

$$P_+ := \int_0^{\infty} P(p_{||}) dp_{||}.$$

Analog wird für die entgegengesetzte Richtung definiert:

$$P_- := \int_{-\infty}^0 P(p_n) dp_n = 1 - P_+,$$

wegen der Normierung der Gaußverteilung. Das Verhältnis $V := P_+ : P_-$ ist ein Maß für die Asymmetrie der Impulsverteilung.

Für ein dickes Target ist die Abbremsung der Ionen im Targetmaterial zu berücksichtigen. Aus der Energie-Reichweite-Beziehung (Kapitel 2.5.):

$$\bar{R} / \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \approx 133 \cdot (T/\text{MeV})^{3/4} = 8 \cdot 10^{-3} \cdot (p / \frac{\text{MeV}}{c})^{3/2}$$

folgt, daß die mittlere Reichweite- und somit auch die Chance des Residualkerns, das Target zu verlassen - annähernd mit $p^{3/2}$ anwächst. Wir betrachten den Erwartungswert der Größe $p_n^{3/2}$ in Strahlrichtung:

$$\langle p_+^{3/2} \rangle = p_+^{-1} \int_0^{\infty} p_n^{3/2} \cdot P(p_n) dp_n$$

und analog für die Gegenrichtung:

$$\langle p_-^{3/2} \rangle = p_-^{-1} \int_{-\infty}^0 p_n^{3/2} \cdot P(p_n) dp_n.$$

$$\text{Der Quotient: } V_{\text{theo}} := \frac{\langle p_+^{3/2} \rangle}{\langle p_-^{3/2} \rangle} = \frac{\langle R_+ \rangle}{\langle R_- \rangle}$$

ist gleich dem Verhältnis der Erwartungswerte der Reichweiten in Strahl- und Gegenrichtung. Er wird als das mit der Reichweitebeziehung korrigierte Verhältnis $V = P_+ : P_-$ der vorwärts zu rückwärts emittierten Nuklide interpretiert.

Für die numerische Berechnung der Werte V , $\langle R_+ \rangle$, $\langle R_- \rangle$ und V_{theo} mit Hilfe der Gaußverteilung $P(p_n(Y, x_n))$ wird der mittlere Impuls der drei Residualkerne ^{228}Th , ^{227}Th und ^{226}Th der Jackson-Vandenbosch-Berechnung entnommen (siehe Abb. 8). Die Streuung des Impulses $\sigma_x = (\frac{2x}{3} m_u \langle \epsilon \rangle)^{1/2}$ wird mit den Extremwerten $\langle \epsilon \rangle = 1,4$ MeV und $\langle \epsilon \rangle = 2,8$ MeV eingesetzt, und alle Resultate sind zusammen mit den Ergebnissen der "EVA"-Berechnung - ohne und mit Berücksichtigung der Spaltung - in Tabelle 1 aufgeführt.

Ein Vergleich der berechneten Vorwärts-Rückwärtsverhältnisse mit den experimentellen Werten wird in Kapitel 6 gegeben.

Residualkern:	^{228}Th	^{227}Th	^{226}Th
Mittlerer Impuls	34	43	52
des Verbundkerns	34	43	52
$\overline{P}_{\text{VK}} / \frac{\text{MeV}}{\text{c}}$	34,2	42,1	50,7
	31,0	36,7	46,3
Streuung der Impulsverteilung	59,0	66,0	72,3
	83,4	93,4	102,2
$\sigma_x / \frac{\text{MeV}}{\text{c}}$	70,1	84,1	90,9
	68,5	80,1	83,2
Vor- Rückwärtsverhältnis	2,49	2,89	3,24
	1,92	2,09	2,27
$V = \frac{P_+}{P_-}$	2,25	2,22	2,43
	2,08	2,04	2,38
Erwartungswert der Reichweite in Strahlrichtung	4,45	5,68	6,81
	6,85	8,40	9,94
	4,81	6,36	7,57
$\langle R_+ \rangle / \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	4,56	5,78	6,64
Erwartungswert der Reichweite in Gegenrichtung	2,14	2,49	2,75
	4,07	4,67	5,22
	2,48	3,02	3,39
$\langle R_- \rangle / \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	2,37	2,82	2,87
korrigiertes Vor-Rückwärtsverhältnis	2,08	2,28	2,48
	1,68	1,80	1,90
	1,94	2,11	2,23
$V_{\text{theo}} = \frac{\langle R_+ \rangle}{\langle R_- \rangle}$	1,92	2,05	2,31

Tabelle 1: Zusammenfassung der Ergebnisse für die vier Berechnungen der Vorwärts-Rückwärtsverhältnisse: 1. Mittelwertbetrachtung mit minimaler Streuung der Impulsverteilung; 2. mit maximaler Streuung; 3. Kaskadenrechnung "EVA" ohne Spaltung; 4. mit geöffnetem Spaltungskanal.

3. Bestimmung der mittleren Reichweite der Rückstoßkerne

Für die Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{xn})$ werden die Isotopenverteilung, die mittlere Reichweite der Reaktionsprodukte sowie deren Vorwärts-Rückwärtsverhältnis experimentell untersucht. Es werden Versuche mit "dicken" Targets beschrieben (Targetdicke $\gg$ Reichweite). Die übliche Anordnung zur Messung der mittleren Reichweite besteht aus einem senkrecht zum Strahl stehenden dicken Target und zwei dicken Fängerfolien für die in Strahl- und Gegenrichtung emittierten Nuklide. Diese Methode geht zurück auf Sugarman et al. [Sug 56]. Eine gute Darstellung der Methodik radiochemischer Reichweiteuntersuchungen findet man bei Münzel [Mün 67a].

3.1. Versuchsbedingungen

Die Dicke der Targets soll einerseits groß sein, verglichen mit der Reichweite der Rückstoßkerne; andererseits nicht beliebig dick, um in den aktivierten Targetfolien nicht unnötigen Untergrund durch Betaaktivität der Spaltprodukte zu erzeugen. Daher wurden keine selbsttragenden Thoriumtargets verwendet, sondern auf zwei Aluminiumfolien (30 μm dick) wurde beidseitig eine Fläche von $(7,5 \pm 0,5) \text{ cm}^2$ mit Thoriumtetrafluorid bedampft. Die Targetdicke $D/\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ wurde durch Wägung und Intensitätsmessung der Alpha Linie des Nuklids ^{232}Th ermittelt. Die Ergebnisse sowie der für die Auswertung benutzte Mittelwert sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Target	Wägung	Spektroskopie	Mittelwert
T _{1,a}	50 ± 3	50 ± 3	50 ± 2
T _{1,b}	56 ± 4	63 ± 3	60 ± 3
T _{2,a}	45 ± 3	41 ± 2	43 ± 2
T _{2,b}	59 ± 4	63 ± 3	61 ± 3

Tabelle 2: Targetdicke $D/\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ der beidseitig bedampften Targetfolien T₁ und T₂.

(Die Reichweite der Alphateilchen sowie der Rückstoßkerne ist kleiner als die Dicke der Target-Trägerfolie.)

Als Fängerfolien für die Rückstoßkerne fanden jeweils zwei 18 μm dicke Aluminiumscheibchen Verwendung. Hinter dem Fänger in Strahlrichtung F_+ befanden sich zwei weitere Aluminiumscheibchen - eine Monitorfolie M sowie eine Schutzfolie S (siehe Abb. 10). Üblicherweise wird nach der Aktivierung die Strahlintensität mittels der 2,75 MeV-Gammalinie des Nuklids ^{24}Na bestimmt [Bra 68]; die durch die Bremsstrahlung induzierte Monitorreaktion ist $^{27}\text{Al} (\gamma, 2p n) ^{24}\text{Na}$. Die ^{24}Na -Aktivität, die der Monitorfolie M durch Emission verlorenggeht, wird durch die ebenso große Emission der benachbarten Folien F_+ und S ausgeglichen.

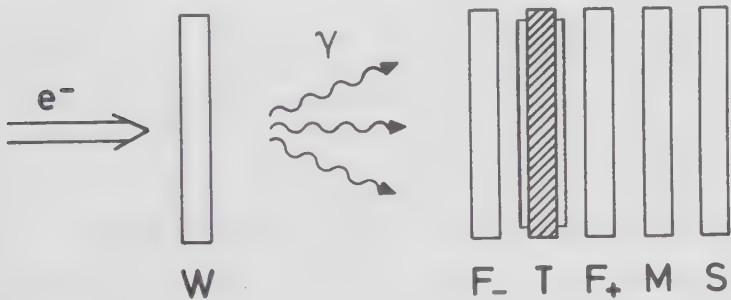


Abb. 10: Anordnung der fünf Folien hinter dem Wolframkonverter (Bezeichnungen im Text)

Das Paket, bestehend aus fünf Folien, wurde mit Klebeband derart in einer Targetkammer befestigt, daß der Abstand zwischen den Folien der Dicke des Bandes, also ca. 200 μm , entsprach. Die Übertragung von Radioaktivität vom Target T auf die Fänger F_- und F_+ wurde dadurch verhindert. Diese Kammer wurde etwa 10 cm hinter einem 1 mm dicken Wolframblech W im Elektronenstrahl außerhalb des Beschleunigervakuums montiert. Damit die emittierten niederenergetischen Ionen nicht in Luft abgebremst wurden, war während der Aktivierung die Kammer auf 10^{-2} Torr evakuiert. Aus diesem Grund konnte eine vorhandene Rohrpostanlage nicht für den Transport der aktivierten Folien eingesetzt werden.

Die Energie des Elektronenstrahls betrug in der Regel 55 MeV; der Strom war im Mittel 8 μ A. Jede Bestrahlung dauerte 30 min, mit Ausnahme der letzten, die sich über eine Stunde erstreckte. Die Analyse der Folien begann etwa eine halbe Stunde nach dem Ende der Bestrahlung, weil die Beschleunigerhalle nicht sofort nach dem Abschalten des Strahls betreten werden durfte.

Die Messung der produzierten Alphaaktivität erfolgte auf zwei Arten: Integral mit Hilfe eines Methan-Durchflußzählers sowie differentiell mit einem Silizium-Oberflächen-Grenzschicht-Detektor. Auf eine Beschreibung der Meßelektronik wird an dieser Stelle verzichtet und auf Kapitel 5.1.4. verwiesen, wo die Alphaspektroskopie diskutiert wird.

Das Aktivierungsexperiment wurde insgesamt neunmal durchgeführt. Die Auswertung beschränkt sich auf die drei letzten Versuche, da dort die erzielte Meßgenauigkeit am größten war. Die ersten vier Versuche wurden im GSI-Jahresbericht 1971 der Asterixgruppe [Ast 72] diskutiert.

3.2. Ergebnisse der integralen Zählratenbestimmung

Die mit dem Methan-Durchflußzähler erzielten Meßergebnisse zeigen deutlich den Trend des Experiments. Die Zählraten $z/\frac{\text{Imp}}{\text{min}}$ der abklingenden Aktivität auf den beiden Targetseiten T_+ , T_- und den beiden Fängern F_+ , F_- sind für den ersten der drei analysierten Versuche in Abbildung 11 aufgetragen. Durch die Meßpunkte sind nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (LSQ) Ausgleichsgeraden gelegt. Deren negative Steigung entspricht der Zerfallskonstante im Exponentialgesetz des radioaktiven Zerfalls. Die resultierenden Halbwertszeiten sind für die drei Versuche in Tabelle 3 aufgeführt. Da die über alle zwölf Werte gemittelte Halbwertszeit ($29,7 \pm 0,7$) min beträgt, und weil das zugehörige Alphaspektrum im wesentlichen die Linien der ^{226}Th -Zerfallsreihe aufweist (siehe Abb. 14), wird der Aktivität die Halbwertszeit des ^{226}Th (31 min) zugeordnet. Durch die Meßpunkte werden nach Cummings Methode der kleinsten Fehler-

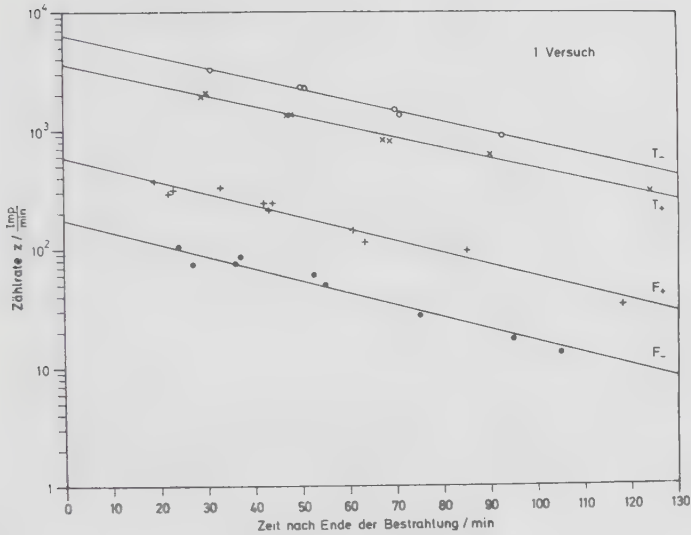


Abb. 11: Abfall der Target- und Fängerfolienaktivität, gemessen mit einem Methan-Durchflußzähler. Die Ausgleichsgeraden sind nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt.

quadrate (CLSQ) [Cum 62] Zerfallsgeraden mit der Halbwertszeit $t_{1/2} = 31$ min gelegt, deren Ordinatenachsenabschnitte z_0 die Zählraten am Ende der Bestrahlung angeben. Die zwölf ermittelten Impulsraten sind mit folgenden berechneten Größen in Tabelle 3 aufgetragen:

erstens die effektive Reichweite [Sug 56] der Rückstoßkerne in Strahlrichtung

$$R_+ = \frac{z_0(F_+)}{z_0(T_+) + z_0(F_+)} \cdot D_+$$

		1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	Mittelwert
Halbwertszeit $t_{1/2}$ /min	T_+	33,3 $\pm$ 1,0	33,5 $\pm$ 1,4	28,5 $\pm$ 0,4	29,7 $\pm$ 0,7
	T_-	33,5 $\pm$ 0,8	36,9 $\pm$ 3,5	29,1 $\pm$ 0,4	
	F_+	31,9 $\pm$ 1,5	33,9 $\pm$ 4,7	27,0 $\pm$ 1,1	
	F_-	30,8 $\pm$ 2,8	38,3 $\pm$ 13,4	27,8 $\pm$ 2,3	
Zählrate aus CLSQ $z_o / \frac{\text{Imp}}{\text{min}}$	T_+	3913 $\pm$ 42	1124 $\pm$ 17	4149 $\pm$ 29	
	T_-	6820 $\pm$ 64	798 $\pm$ 20	6256 $\pm$ 52	
	F_+	567 $\pm$ 12	71 $\pm$ 4	530 $\pm$ 11	
	F_-	165 $\pm$ 68	21 $\pm$ 2	131 $\pm$ 7	
Targetdicke $D / \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	D_+	43 $\pm$ 2	61 $\pm$ 3	50 $\pm$ 2	
	D_-	61 $\pm$ 3	43 $\pm$ 2	60 $\pm$ 3	
Reichweite $R / \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	R_+	5,4 $\pm$ 0,3	3,6 $\pm$ 0,3	5,7 $\pm$ 0,3	4,9 $\pm$ 0,7
	R_-	1,4 $\pm$ 0,6	1,1 $\pm$ 0,1	1,2 $\pm$ 0,1	1,2 $\pm$ 0,1
$R_+ : R_-$		3,8 $\pm$ 1,6	3,3 $\pm$ 0,4	4,7 $\pm$ 0,5	3,8 $\pm$ 0,5
$z_o(F_+) : z_o(F_-)$		3,4 $\pm$ 1,4	3,4 $\pm$ 0,3	4,0 $\pm$ 0,3	3,7 $\pm$ 0,3

Tabelle 3: Ergebnisse der integralen Zählratenbestimmung.

und analog R_- für die Gegenrichtung; dabei ist D_+ die zugehörige Targetdicke; zweitens das Vorwärts-Rückwärtsverhältnis der emittierten Residualkerne:

$$V_{\text{exp}} = R_+ : R_- = z_o(F_+) : z_o(F_-) \quad .$$

Die beiden auf verschiedenen Wegen berechneten Vorwärts-Rückwärtsverhältnisse stimmen bei jedem Versuch innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Mittelwerte sind ebenfalls tabuliert und werden später mit anderen Werten verglichen.

3.3. Ergebnisse der Alphaspektroskopie

Für die Messung der Alphaenergien wurde ein Siliziumhalbleiterdetektor mit einer aktiven Fläche von 200 mm^2 und $100 \text{ }\mu\text{m}$ Schichtdicke verwendet. Seine Auflösung - gemessen als die Halbwertsbreite der $5,49 \text{ MeV}$ -Alpha Linie des ^{241}Am -Eichstandards - wurde von der Firma Ortec mit $19,5 \text{ keV}$ angegeben und unter aktuellen Versuchsbedingungen zu 21 keV ermittelt (siehe Abb. 12). Bei der anschließenden Spektroskopie der Target- und Fängerfolien war die Auflösung allerdings schlechter (maximal um einen Faktor zwei), da die Betaaktivität der aktivierten Folien und die Abbremsung der Alphas im Targetmaterial zu einer Linienverbreiterung führte.

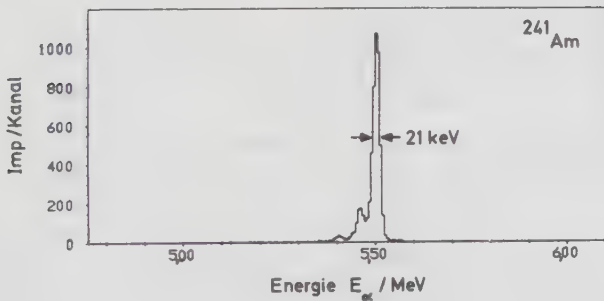


Abb. 12: Alphaspektrum des ^{241}Am -Standards

Die Spektren der beiden Targetseiten $T_{2,a}$ und $T_{2,b}$, die im ersten Versuch als Vorwärts- und Rückwärtstargets dienten (T_+ , T_-), sind in Abbildung 13 gezeigt. Alle Spektren sind mit 1024 Kanälen für den Energiebereich $3,43$ bis $9,21 \text{ MeV}$ aufgenommen worden; abgebildet ist jedoch nur der Bereich oberhalb $3,9 \text{ MeV}$.

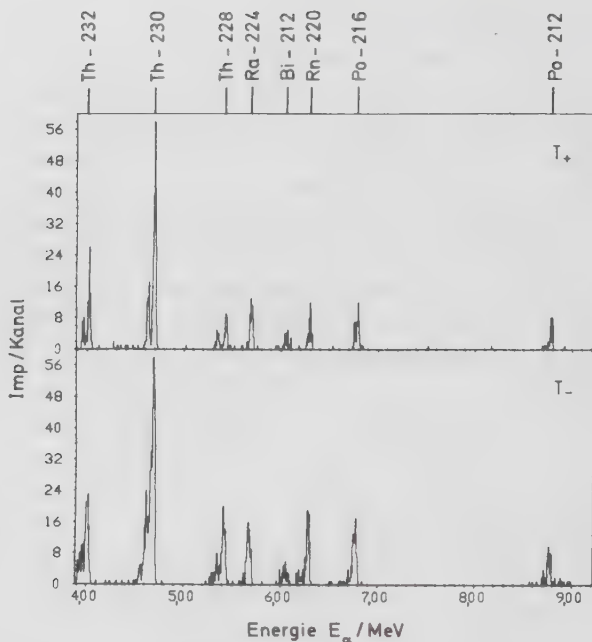


Abb. 13: Alphaspektren der beiden Targets vor der Aktivierung, 3000 bzw. 2000 sec gesammelt.

Da die Intensitäten der beiden Targets im Verhältnis 2:3 stehen, ist die Meßdauer der beiden Spektren im Verhältnis 3:2 gewählt worden. Bei weiteren Targetspektren wird diese Kompensation durch eine geeignete Ordinatoreinteilung erzielt.

Beide Targetspektren zeigen die Alphalinien der natürlichen Zerfallsreihe A = 4n, ausgehend vom Nuklid ^{232}Th , sowie das Nuklid ^{230}Th (4,68 und 4,62 MeV). Während die Zählraten der Aktivitäten vom ^{228}Th hinab bis zum ^{212}Po im natürlichen Gleichgewicht stehen, ist das Verhältnis von ^{228}Th zur Mutteraktivität ^{232}Th , bedingt durch den Zeitpunkt der chemischen Trennung der Thoriumisotope aus der Ausgangssubstanz, noch nicht im Gleichgewicht. Der Anteil der ^{230}Th -Aktivität ist unspezifisch, da er abhängt vom ^{238}U -Vorkommen im ursprünglichen Mineral.

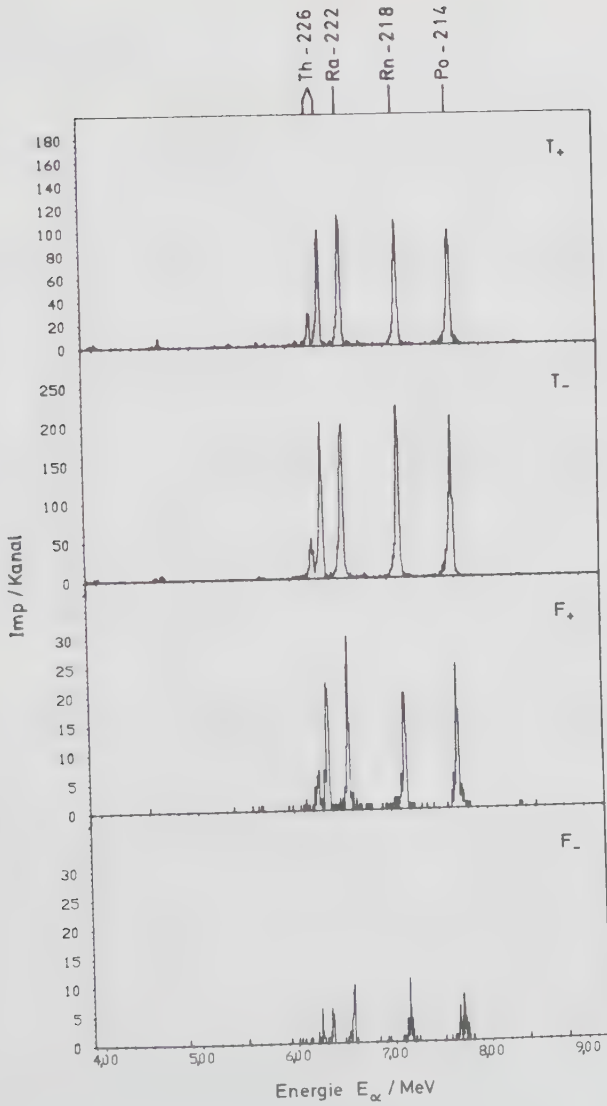
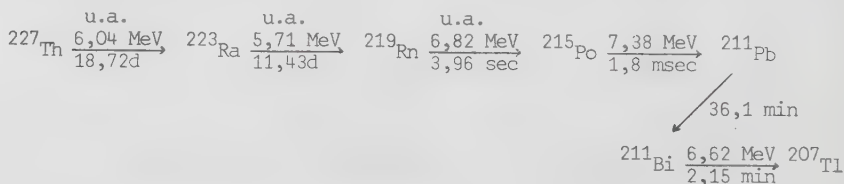


Abb. 14: Target- und Fängerfolienspektren der ^{226}Th -Reihe, eine halbe Stunde nach der halbstündigen Aktivierung für jeweils 200 sec aufgenommen.

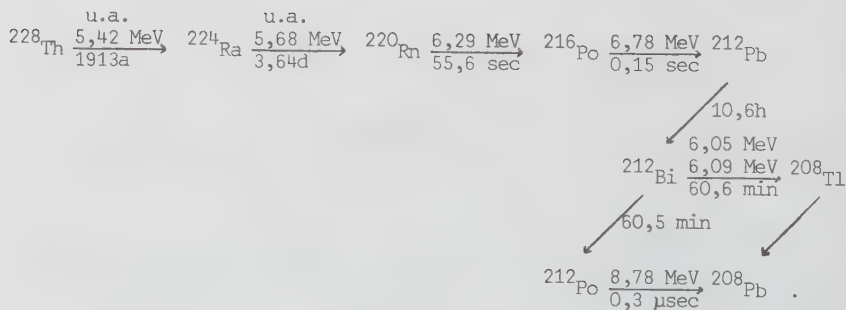
Nach der halbstündigen Aktivierung wurden alle vier Folien zyklisch gemessen, und zwar jeweils für 200 sec. Die Startzeit t_a für den Beginn der Messung lag im ersten Zyklus für die Folie T_+ bei 35 min, T_- 40 min, F_+ 25 min und F_- bei 35 min. In Abb. 14 sind diese vier Spektren gegenübergestellt. Alle zeigen die Alphalinien der Zerfallskette:



Die Meßreihe wurde zwei Wochen später wiederholt. Deren vier Spektren beinhalten nunmehr die Alphalinien der Zerfallsreihe:



sowie der Reihe:



Die $^{226}_{\text{Th}}$ -Reihe ist inzwischen nicht mehr beobachtbar. Zu beobachten ist, daß die $^{228}_{\text{Th}}$ -Reihe schon in der natürlichen Targetsubstanz enthalten ist. Da die Fängerfolien nicht die 4,01 MeV Alphalinie des $^{232}_{\text{Th}}$ aufweisen, ist die Aktivität offensichtlich nicht durch Abrieb von den Targets auf die Fänger gelangt (siehe Abb. 15).

Zerfallsraten für $t_a = 60$ min benutzt. Die effektiven Reichweiten, deren Verhältnis sowie der Quotient der Zählraten $z(F_+):z(F_-)$ sind in Tabelle 4 aufgeführt.

		1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	Mittelwert
Zählrate ^{226}Th	T_+	949 ± 11	210 ± 5	930 ± 11	
1 Std. nach der	T_-	1914 ± 16	114 ± 4	1277 ± 13	
Bestrahlung	F_+	144 ± 5	21 ± 2	121 ± 4	
$z/\frac{\text{Imp}}{100 \text{ sec}}$	F_-	36 ± 2	6 ± 1	24 ± 2	
Reichweite	R_+	$5,7 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,6$	$5,8 \pm 0,3$	$5,7 \pm 0,1$
$R/\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	R_-	$1,1 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,2$
$R_+ : R_-$		$5,2 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,6$	$5,3 \pm 0,6$	$4,3 \pm 1,0$
$z(F_+):z(F_-)$		$4,0 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,7$	$5,0 \pm 0,5$	$4,2 \pm 0,4$

Tabelle 4: Ergebnisse der Alphaspektroskopie für die ^{226}Th -Reihe.

Für die Analyse der Residualkerne ^{227}Th und ^{228}Th steht bei jedem Versuch nur ein Meßzyklus zur Auswertung, aufgenommen jeweils zwei Wochen nach der Bestrahlung. Die Integration über die Alphalinien des ^{227}Th (6,04 MeV u.a.) kann nicht exakt durchgeführt werden wegen Peakflächenüberlagerung mit der benachbarten 6,05 MeV-Linie des ^{212}Bi , das zur Zerfallsreihe des ^{228}Th gehört. Die Aktivität des ^{227}Th , angegeben in Tabelle 5 in Impulsen pro 10^4 sec, wird mit Hilfe der Tochternuklide ^{215}Po und ^{211}Bi ermittelt. Die daraus berechneten effektiven Reichweiten und die Vorwärts-Rückwärtsverhältnisse sind wiederum tabuliert.

Bei der Diskussion der ^{228}Th -Reihe ist zu berücksichtigen, daß diese Aktivität in der natürlichen Zerfallsreihe des ^{232}Th enthalten ist. Die Aktivitätsbestimmung der ^{228}Th -Residualkerne auf den Targetfolien ist mit einem so großen Fehler behaftet, daß keine effektiven Reichweiten ermittelt werden. Das Vorwärts-Rückwärtsverhältnis der emittierten ^{228}Th -Nuklide wird an Hand der Fängeraktivität ermittelt und in Tabelle 6 aufgeführt.

		1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	Mittelwert
Zählrate ^{227}Th	T_+	223 ± 24	428 ± 21	275 ± 37	
nach 2 Wochen	T_-	373 ± 31	216 ± 15	285 ± 38	
$z/\frac{\text{Imp}}{10^4 \text{ sec}}$	F_+	27 ± 2	17 ± 4	46 ± 5	
	F_-	10 ± 1	6 ± 2	17 ± 2	
Reichweite	R_+	$4,6 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,6$	$7,2 \pm 1,1$	$4,2 \pm 1,0$
$R/\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	R_-	$1,6 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,6$	$1,7 \pm 0,4$
$R_+ : R_-$		$2,9 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,8$	$2,1 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,3$
$z(F_+) : z(F_-)$		$2,7 \pm 0,4$	$2,8 \pm 1,2$	$2,7 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,1$

Tabelle 5: Ergebnisse der Alphaspektroskopie für die ^{227}Th -Reihe

		1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	Mittelwert
Zählrate ^{228}Th	F_+	75 ± 9	54 ± 7	132 ± 23	
$z/\frac{\text{Imp}}{8 \cdot 10^4 \text{ sec}}$	F_-	21 ± 5	24 ± 5	84 ± 11	
$z(F_+) : z(F_-)$		$3,6 \pm 1,0$	$2,3 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,5$

Tabelle 6: Ergebnisse der Alphaspektroskopie der ^{228}Th -Reihe

Alle in den Tabellen angegebenen Mittelwerte sind gewichtet mit den Fehlergrenzen der jeweiligen Versuche. Der Vergleich dieser Schätzwerte für die Vorwärts-Rückwärtsverhältnisse mit den berechneten Werten wird in der Zusammenfassung (Kapitel 6) vorgenommen.

3.3.2. Abschätzung der Wirkungsquerschnitte einiger $^{232}\text{Th}(\alpha, \text{xn})$ -Reaktionen

Aus den in den Tabellen 4 und 5 angegebenen Zerfallsraten lassen sich für die Residualkerne ^{226}Th und ^{227}Th relative Isotopenaus-

beuten bestimmen. Die Methode von Penfold und Leiss [Pen 59] liefert aus den integralen Ausbeuten durch Entfaltung mit dem Bremsstrahlspektrum die Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Photokernreaktionen. Zur Analyse des Photoeinflusses wird eine bekannte Monitorreaktion vorausgesetzt und außerdem muß die Messung bei verschiedenen Elektronenstrahlenergien E_0 wiederholt werden. Da das hier beschriebene Experiment auf die Untersuchung möglichst kurzlebiger neutronenarmer Nuklide ausgerichtet war, ist es stets mit der Maximalenergie des vorhandenen Beschleunigers durchgeführt worden, also bei etwa 55 MeV. Die Methode von Penfold und Leiss kann daher nicht angewendet werden.

Die berechnete Residualkernverteilung (Kapitel 2.4.) wird mit Hilfe der gemessenen Ausbeuten und dem Bremsstrahlspektrum (Kapitel 2.1.) in Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen ($\gamma, 6n$) und ($\gamma, 5n$) transformiert. Dies kann Punkt für Punkt für jede normierte Emissionswahrscheinlichkeit (Abb. 6) geschehen, wird aber nur für die Maxima der beiden interessierenden Anregungsfunktionen durchgeführt.

Ist die Zählrate $z(t)$ im Zeitintervall $t_a \leq t \leq t_e$ bestimmt worden, so betrug die Zählrate $z(t_B)$ am Ende der Aktivierung mit der Bestrahlungsdauer t_B :

$$z(t_B) = \frac{\lambda_R}{e^{-\lambda_R t_a} - e^{-\lambda_R t_e}} \int_{t_a}^{t_e} z(t) dt,$$

dabei ist λ_R die Zerfallskonstante des Residualkerns. Ist $\{ (E_\gamma) \}$ der Bruchteil der Aktivität, der auf das Energieintervall $(E_\gamma, E_\gamma + \Delta E)$ entfällt, bezogen auf die gesamte während der Bestrahlung gebildeten Aktivität und $\Phi(E_\gamma)$ die Anzahl der Photonen pro Sekunde in demselben Energieintervall, so ist der Wirkungsquerschnitt für die Photonenenergie E_γ :

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\{ (E_\gamma) \cdot z(t_B)}{\eta N_T \cdot \Phi(E_\gamma) \cdot [1 - e^{-\lambda_R t_B}]}$$

mit: N_T : Anzahl der Targetkerne pro cm^2
 η : Geometriefaktor des Detektors

Der Fluß der Photonen $\Phi(E_\gamma)$ ist proportional zum Elektronenstrom I_e . Da dessen Messung mit dem Faradaykäfig nur als Anhaltspunkt dienen konnte, sind die relativen Photonenflüsse der drei Versuche mit der Monitorreaktion $^{27}\text{Al}(\gamma, 2p)n\ ^{24}\text{Na}$ abgeschätzt worden. Dabei wurde angenommen, daß während des ersten Versuchs der Elektronenstrom während der Dauer der Aktivierung im Mittel $(8 \pm 4)\mu\text{A}$ betrug. Wegen des angenommenen Fehlers von 50 % werden alle übrigen Fehlerquellen vernachlässigt. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit experimentellen Daten von Bergère et al. [Ber 72] für die (γ, n) und $(\gamma, 2n)$ Reaktion in Tabelle 7 aufgeführt.

Reaktion:	$(\gamma, 6n)$	$(\gamma, 5n)$	$(\gamma, 2n)$	(γ, n)
E_γ / MeV	52	43	14,8	11,5
$\sigma(E_\gamma) / \text{mb}$				
1.	$3,4 \pm 1,7$	$3,1 \pm 1,6$		
2.	$0,4 \pm 0,2$	$3,3 \pm 1,7$		
3.	$3,7 \pm 1,9$	$4,0 \pm 2,0$		
Mittelwert :	$2,5 \pm 1,3$	$3,5 \pm 1,8$	240	370

Tabelle 7: Abschätzung der Maxima der Anregungsfunktionen für die Reaktionen $(\gamma, 6n)$ und $(\gamma, 5n)$ in drei Aktivierungsexperimenten ermittelt sowie die Resultate von Bergère et al. [Ber 72] für $(\gamma, 2n)$ und (γ, n) .

Es fällt auf, daß die Wirkungsquerschnitte der $(\gamma, 5n)$ - und $(\gamma, 6n)$ -Reaktion etwa zwei Zehnerpotenzen niedriger liegen als die für die (γ, n) - und $(\gamma, 2n)$ -Reaktion. Es gibt dafür jedoch zwei Gründe: einmal ist der Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption im Energiebereich der (γ, n) und $(\gamma, 2n)$ -Reaktion fast zehnmal so groß wie im entsprechenden Energiebereich der $(\gamma, 5n)$ - und $(\gamma, 6n)$ -Reaktion (siehe Abb. 3); zum anderen sinkt der Wirkungsquerschnitt um eine weitere Zehnerpotenz durch die konkurrierende Kernspaltung, die sich im oberen Energiebereich stärker auswirkt (siehe Abb. 5).

werden kann [Puu 73] , [Kos 74] , [Aum 74] , [Far 74] .

Eine gute Übersicht für die Gasjet-Transportmethode gaben Macfarlane und Mc Harris [Mac 73].

4.1. Anlagerung der Rückstoßkerne an Cluster

Beim Sammeln der im Helium thermalisierten Rückstoßkerne mittels der Methode des elektrostatischen Sammelns war aufgefallen, daß Produkte, die als nackte Ionen positiv sein mußten, auch auf der Anode eingefangen wurden [Mac 62] . Macfarlane deutete dies durch eine mögliche Anlagerung der Rückstoßkerne an "Cluster", die unter dem Einfluß der ionisierenden Strahlung durch mikroskopische Verunreinigungen (z.B. Vakuumfett) im Helium gebildet würden (Cluster ist ein angelsächsischer Fachausdruck für eine Anhäufung von Molekülen, der im vorliegenden Zusammenhang äquivalent zum Begriff Aerosol ist).

In den 60er Jahren war stets die Frage diskutiert worden, wie rein das verwendete Trägergas sein müsse. Mikheev konnte zeigen, daß ein sauberes Jetsystem in Verbindung mit ultrareinem Helium eine sehr geringe Transportausbeute lieferte [Mik 66]. Eine klare Antwort auf die Frage war solange nicht möglich, wie die Messungen nicht reproduzierbar waren. Immer wieder wurde beobachtet, daß die Ausbeute nicht proportional mit dem Strahlstrom des Beschleunigers anstieg. Dies wurde als Hitzeeffekt interpretiert, d.h. daß eine starke thermische Belastung des Targets sich ungünstig auf den Transportmechanismus auswirke. Weiterhin konnte eine zufriedenstellende Effizienz nur über einige Stunden aufrecht erhalten werden. Dieses Problem der Langzeitstabilität war schwerlich als Hitzeeffekt zu verstehen.

Wichtig für alle späteren Arbeiten mit dem Heliumjet waren die Experimente in Macfarlanes Team, in denen das Vorhandensein von Clustern im expandierenden Heliumstrahl nachgewiesen [Jun 71] und deren Notwendigkeit für eine gute Transportausbeute erkannt wurde [Wie 72]. Diffundiert der radioaktive Rückstoßkern als freies Ion im Helium hin und her, wird er früher oder später an die Wandung stoßen und absorbiert werden, sofern dieses Atom und das Material der Wandung miteinander reagieren. Einige Experimentatoren verwenden daher Kapillaren aus Teflon und manche beschichten sogar die Innenwände der Targetkammer mit Teflon [Ays 74] . Lagert sich jedoch der Rückstoßkern an ein Cluster

im Helium an, so wird die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision mit der Wandung durch die Diffusionsgeschwindigkeit des Clusters bestimmt, also durch dessen Masse und die Temperatur des Heliums. Somit ließe sich leicht einsehen, warum die Hitzebelastung des Targets durch den Strahl sich negativ auf die Transportausbeute auswirkt, jedoch ein Kühlen des Heliums vor dem Eintritt in die Targetkammer sich als günstig erweist [Ays 74].

Es ist unwesentlich, ob Cluster erst in der Targetkammer durch die starke Ionisierung des Primärstrahls entstehen oder bewußt mit dem Helium in die Kammer geleitet werden. Dies führte nach den vorbereitenden Arbeiten von Wien et al. [Wie 72] zur Entwicklung des "Clusterbrüters" [Wil 74] und schließlich zur Verwendung eines Aerosolgenerators nach La Mer [Ast 73]. Die räumliche Trennung des Ortes der Entstehung der Aerosole bzw. Cluster von der Targetkammer bringt zwei Vorteile. Erstens kann die Gasjet-Transportmethode nun überall dort eingesetzt werden, wo die Quelle der Rückstoßkerne in einer Umgebung schwacher ionisierender Strahlung liegt, etwa am Reaktor oder Neutronengenerator [Dau 73], oder wenn die Aktivität spontan entsteht, z. B. ^{252}Cf - und ^{228}Th -Quelle [Wil 74]. Zweitens wirkt die Leitung zur Targetkammer für die Aerosole als ein Filter. Leichte Teilchen gehen wegen ihrer großen Diffusionsgeschwindigkeit an den Wänden verloren, sehr schwere Teilchen sind zu träge, d. h. sie können einer plötzlichen Biegung in der Leitung nicht folgen und prallen an die Wandung. Diese Verluste finden auch schon auf dem Weg zum Target statt, also gerade die Aerosole mit den optimalen Transmissionseigenschaften erreichen die Targetkammer.

4.2. Verhalten der Aktivität im expandierenden Gasstrahl

(Experimente bei Texas A&M)

Für die Gasjet-Transportmethode ist das Transportgas, etwa Helium, zwar notwendig, aber auch oft unangenehm. Einerseits liegt auch bei Vorhandensein von Clustern die primäre Ursache für den Transport im differentiellen Pumpen des Gases. Andererseits ist das Gas immer dann von Nachteil, wenn die Aktivität in

höchstauflösende Apparate injiziert werden soll, wie Massen- und Flugzeitspektrometer. Um auch bei großem Gasdurchfluß durch die Kapillare ein gutes Vakuum ($p < 10^{-4}$ Torr) zu erzielen, kann ein großer Teil des Gases gemäß dem Beckerschen Trenndüsenverfahren abgeschält werden [Bec 55]. Das Prinzip beruht auf der Tatsache, daß bei der Ausströmung in die Vakuumkammer der Öffnungswinkel um so kleiner, je schwerer das expandierende Gas ist. Während etwa Helium so schnell expandiert, daß es bei geeigneter Anordnung fast vollständig in der ersten Kammer (Feinvakuum) abgesaugt wird, kann ein schwereres Gas durch die kreisförmige Öffnung des Abschälers (Skimmer) in die Hochvakuumstufe fliegen (siehe Abb. 19).

Die Transmission der Aktivität durch den Abschäler - ein in der Spitze durchbohrter Kegel - kann bis zu 50 % betragen, wenn der Öffnungswinkel im expandierenden Gasstrahl kleiner ist als der Raumwinkel, der durch die Öffnung des Abschälers erfaßt wird [Wil 74]. Dabei müssen die Kapillare und die Bohrung im Kegel exakt auf einer Achse liegen.

4.2.1. Öffnungswinkel der ausströmenden Aktivität

Es wurde eine kleine motorbetriebene Apparatur gebaut, die eine seitliche Verschiebung der Kapillare zum Abschäler ermöglichte [Jun 71a]. Im ersten Experiment wurden die expandierenden ^{220}Rn -Nuklide eines ^{228}Th -Präparats durch eine 3 m lange Kapillare abgesaugt (Beispiel eines Gastransportsystems). Hinter dem Abschäler befand sich ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Fänger und ein Siliziumdetektor, um die Linie der 6,29 MeV Alphaenergie des gesammelten ^{220}Rn zu beobachten. Die Durchmesser von Kapillare (d_K) und Öffnung im Abschäler (d_A) betrugen beide 0,8 mm (siehe Abb. 19). Bei einem Abstand (l_A) von 3 mm zwischen Kapillare und Abschäler wurde das Profil der ^{220}Rn -Aktivität in Form der relativen Transmission durch den Abschäler als Funktion der seitlichen Versetzung (y_1/mm) aus der zentralen Lage gemessen.

Das Experiment wurde wiederholt mit der in der Reaktion $^7\text{Li}(d,p)$

gebildeten ^8Li -Aktivität, die ein Betaverzögerter-Alphastrahler ist. Die Aktivität wurde durch eine 5 m lange Kapillare gleichen Durchmessers vom Beschleuniger zur Vakuumkammer transportiert (Gasjetsystem). Das bei einem Abstand $l_A = 16\text{ mm}$ ausgemessene Profil ist in Abb. 17 der Verteilung von ^{220}Rn gegenübergestellt.

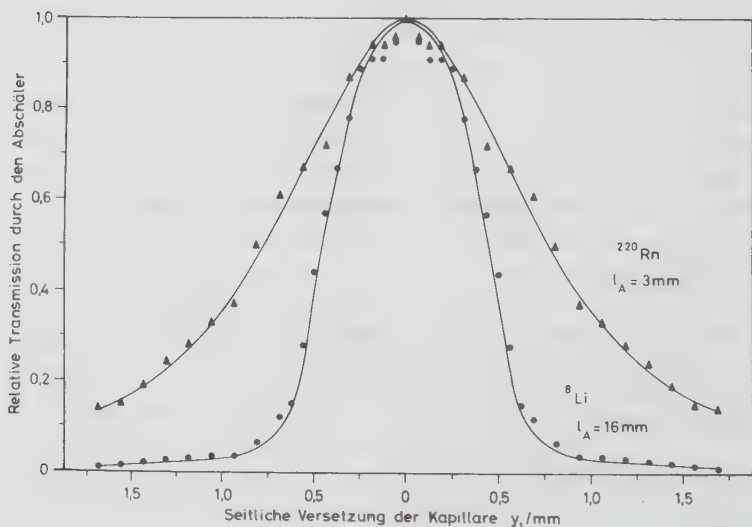


Abb. 17: Profil der ausströmenden Aktivitäten ^{220}Rn und ^8Li ermittelt im Abschälexperiment durch seitliche Verschiebung der Kapillare.

Es fällt sofort auf, daß das leichtere Element Lithium stärker kollimiert ist als das Edelgas Radon. Rechnet man unter der Annahme, daß alle Aktivität dem Mittelpunkt der Kapillare entströmt, die Halbwertsbreite der beiden Verteilungen in Öffnungswinkel um, so stehen 3° für ^8Li und 30° für ^{220}Rn gegenüber.

Diese Beobachtung ist sehr überraschend und wird erst durch folgende Hypothese verständlich: die ^8Li -Rückstoßkerne haben sich an Cluster angelagert und dadurch eine vielfach größere Masse erreicht als das einzelne Radonatom.

4.2.2. Transmission durch einen Abschäler

Während des ^8Li -Heliumjet-Experiments wurde die Transmission der Aktivität ins Hochvakuum in Abhängigkeit vom Abstand l_A zwischen Kapillare und Abschäler gemessen. Mit wachsendem Abstand fällt die Ausbeute zunächst exponentiell ab, bleibt jedoch im Bereich $2d_K < l_A < 15d_K$ nahezu konstant 15 %.

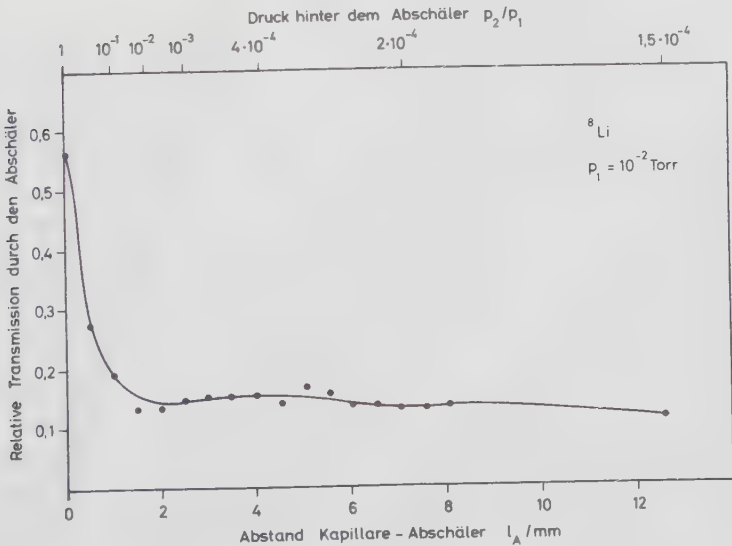


Abb. 18: Transmission der ^8Li -Aktivität durch den Abschäler als Funktion des Abstandes zwischen Kapillare und Abschäler.

Der Druck p_2 hinter dem Abschäler nimmt mit wachsendem Abstand l_A ständig ab. In Abbildung 18 ist dieser Druck in Einheiten von p_1 (Druck vor dem Abschäler) angegeben, (Die Hochvakuumstufe wurde durch eine 6000l/sec Diffusionspumpe evakuiert.) Bei einem späteren Versuch konnte der konstante Anteil der Transmission auf etwa 50 % gesteigert werden, indem der Durchmesser der Abschäleröffnung d_A auf das 1,6-fache des Kapillarendurchmessers d_K erweitert wurde.

Es liegt die Vermutung nahe, daß der konstante Anteil der transmittierten Aktivität als ein Kernstrahl im expandierenden Gasjet angesehen werden muß und gerade von jenen Nukliden herrührt, die an Cluster gebunden sind.

4.2.3. Kinetische Energie der Cluster

In beiden vorangegangenen Abschnitten führten die unerwarteten Resultate zur Cluster-Hypothese, welche durch ein Testexperiment erhärtet werden sollte [Jun 71]. Etwa 3 cm hinter dem Abschäler (A) wurde durch einen 1 mm breiten Schlitz (B) die im Abschäler gestreute Aktivität herausgeblendet und der verbliebene Strahl nach weiteren 3 cm durch einen 9 cm langen Plattenkondensator geleitet ($\Delta = 9$ cm). Die elektrische Feldstärke von 6 kV/cm war orthogonal zur Strahlrichtung und zum Schlitz der Blende angelegt (siehe Abb. 19). Weitere 5 cm hinter dem Plattenkondensator ($\Omega = 5$ cm) befand sich ein in Richtung der Feldstärke verschiebbarer Siliziumdetektor, der mit einer ebenfalls 1 mm Schlitzblende bedeckt war. Durch Variation der Detektorposition y_2 in Schritten von 1mm konnte nun das Profil der Aktivität mit und ohne angelegter Hochspannung gemessen werden. Verblüffend war nicht so sehr die Tatsache, daß tatsächlich ein Teil der Aktivität geladen war, sondern daß ein maßgeblicher Teil nur 5 bis 10 mm aus der zentralen Lage abgelenkt wurde (siehe Abb. 20).

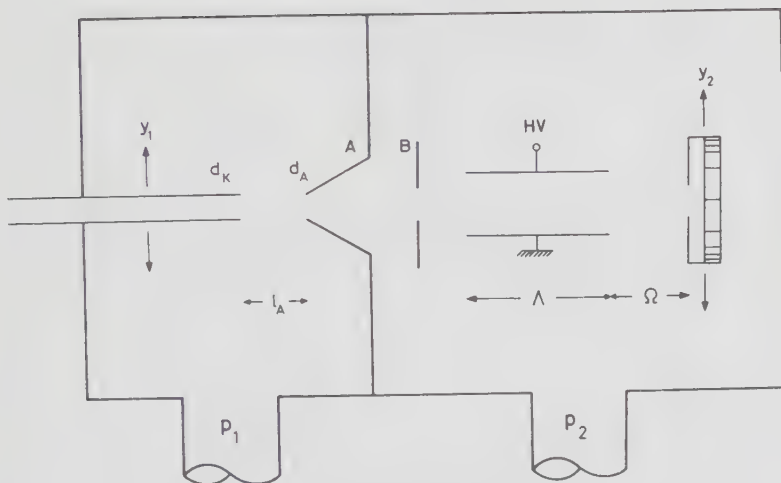


Abb. 19: Schematische Darstellung des Heliumjet-Vakuumsystems mit Abschälstufe und Ablenkkondensator

- P_1 : Druck vor dem Abschäler (10^{-2} Torr)
- P_2 : Druck hinter dem Abschäler (10^{-4} Torr)
- d_K : Durchmesser der Kapillare (0,8 mm)
- d_A : Durchmesser des Abschälers (0,8 mm)
- B : Blende mit 1 mm Schlitz
- HV: Hochspannung (Feldstärke ≤ 6 kV/cm)
- Λ : Länge des Kondensators (9 cm)
- Ω : Entfernung zum Detektor (5 cm)
- y_1 : Seitliche Versetzung der Kapillare
- y_2 : Seitliche Versetzung des Detektors
- l_A : Abstand Kapillare-Abschäler

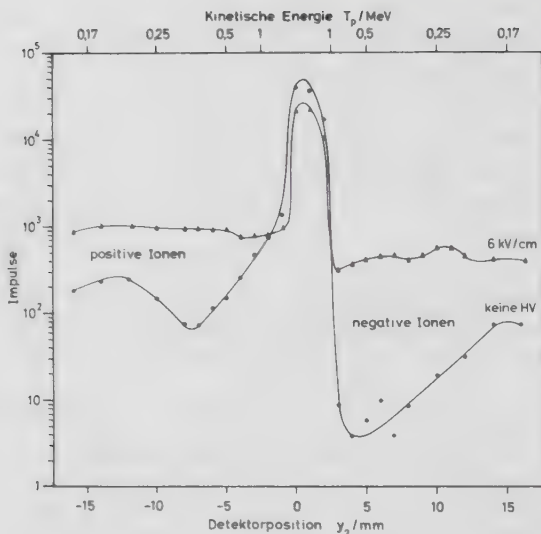


Abb. 20: Profil der ^8Li -Aktivität hinter dem Ablenk Kondensator mit und ohne angelegte Hochspannung.

Ist die Ladung der abgelenkten Aktivität gerade gleich einer Elementarladung, so müssen bei der oben beschriebenen Geometrie die Teilchen, die nur 5 mm abgelenkt werden ($y_2 = 5 \text{ mm}$), immerhin folgende kinetische Energie besitzen:

$$T_p = e \cdot 6 \text{ kV/cm} \cdot \frac{\Lambda}{2 y_2} \left[\frac{\Lambda}{2} + \Omega \right] = 513 \text{ keV}$$

Sind die Teilchen sogar mehrfach geladen, so vervielfacht sich die kinetische Energie entsprechend. Ordnet man diesen Teilchen nun gerade die Schallgeschwindigkeit in Helium als Translationsgeschwindigkeit zu ($v = 3 \cdot 10^{-6} \text{ c}$), so betragen die korrespondierenden Massen für 10 mm Ablenkung $5 \cdot 10^7 m_u$ und für 5 mm sogar $10^8 m_u$:

$$m_p = \frac{2T_p}{v^2} \approx 10^{11} \frac{\text{MeV}}{c^2} \approx 10^8 m_u.$$

Durch dieses Experiment ist die Clustertheorie erhärtet worden, offen bleibt jedoch die Frage, wo und wie die beobachteten Cluster entstehen. Um wenigstens einen quantitativen Eindruck zu vermitteln, wird ein Cluster mit einem Wassertropfen verglichen: ein Tröpfchen mit der Masse $10^8 m_u$ besteht aus 10^6 Molekülen und hat einen Durchmesser von 40 nm.

Als Resümee wird formuliert: Ein Gasjet ist ein Gastransportsystem mit Clustern. Während ein gewöhnliches Gastransportsystem selektiv ist, kann ein Gasjet alle Nuklide unabhängig von ihrem chemischen Verhalten transportieren.

4.2.4. "off-line"-Experiment mit Wasserclustern

Als die wichtige Rolle der Cluster für einen effektiven Transport erkannt war, wurde die Frage diskutiert, wie man radioaktive Rückstoßkerne absaugt, wenn keine starke ionisierende Strahlung eines Beschleunigers vorhanden ist. Wien et al. [Wie 72] gelang es, mehr als 50 % aller Spaltprodukte einer ^{252}Cf -Quelle in eine Vakuumkammer ($\sim 10^{-1}$ Torr) zu transportieren, indem sie dem Helium Wasserdampf beimischten und dieses Gemisch in der Targetkammer mit dem ultravioletten Licht eines Kohlelichtbogens bestrahlten. Dieselbe Apparatur wurde nun benutzt, um festzustellen, welche Eigenschaften die Teilchen haben, die diesen effektiven Transport ermöglichen. Das Vakuumsystem wurde modifiziert, indem eine durch eine 260 l/sec Turbomolekularpumpe evakuierte Hochvakuumstufe hinzugefügt wurde. Durch eine 1 m lange Teflonkapillare ($d_K = 1$ mm) wurden die Rückstoßkerne eines ^{228}Th -Präparats gepumpt durch den Abschäler ($d_A = 1$ mm, $l_A = 25$ mm) und eine Lochblende ($d_B = 3$ mm, $l_B = 55$ mm) geleitet und sodann mittels des Feldes eines Plattenkondensators aufgefächert. Die Geometrie der Anordnung entsprach obigem Experiment, jedoch wurde der Siliziumdetektor durch Kernspur-Photoplatten (Kodak Typ NTB) ersetzt. Die 50 μm dicke Emulsion war mit 1,5 mg/cm^2 Aluminiumfolie gegen Licht geschützt, Diese Folie wurde nun 30 min lang mit der Aktivität beschossen - einmal mit 6 kV/cm und dann ohne elektrisches Feld - und für 133 Stunden in Kontakt mit der Emulsion belassen. Auf den ent-

Wickelten Photoplatten wurde unter dem Mikroskop die Dichteverteilung der Alphateilchen-Spuren in einem quadratischen Raster mit der Kantenlänge 0,48 mm ermittelt. Die Spurenverteilung ergab eine Abbildung der Abschäleröffnung. Ist d_D der Durchmesser der Verteilung (Zehntelwertsbreite) und l_D der Abstand der Detektorebene (Photoplatte) vom Ende der Kapillare, so wird durch folgende Beziehung der Strahlensatz erfüllt:

$$d_A : l_A = d_D : l_D = 1 : 25 .$$

Die Lochblende war mit $d_B = 3$ mm so groß, daß sie lediglich am Abschäler gestreute Teilchen ausblendete. Für die Darstellung der Dichteverteilung der Alphaspuren sind quer zur Richtung des elektrischen Feldes jeweils fünf benachbarte Quadrate zu einem Rechteck zusammengefaßt worden. Die Zahl der Spuren N_α pro Rechteck in Abhängigkeit vom Abstand $y_\perp$ zum Centrum der Dichteverteilung in Richtung der Feldstärke ist in Abbildung 21 aufgetragen.

Die Verbreiterung des Fußes der Verteilung ($N_\alpha = 1/10 N_{\max}$) bewirkt durch das Kondensatorfeld, beträgt etwa 1 mm. Es wird daher angenommen, daß die mit Hilfe des ultravioletten Lichts erzeugten Wassercluster ähnlich schwer sind, wie im vorigen Abschnitt diskutiert. Diese Cluster müssen nicht vollständig in der Targetkammer vorgebildet sein, sondern es besteht die Möglichkeit, daß wegen der fokussierenden Eigenschaft der laminaren Strömung sich kleinere Tröpfchen in der Kapillare stoßen, verschmelzen und schließlich bei der adiabatischen Expansion ins Vakuum zu großen Clustern kondensieren.

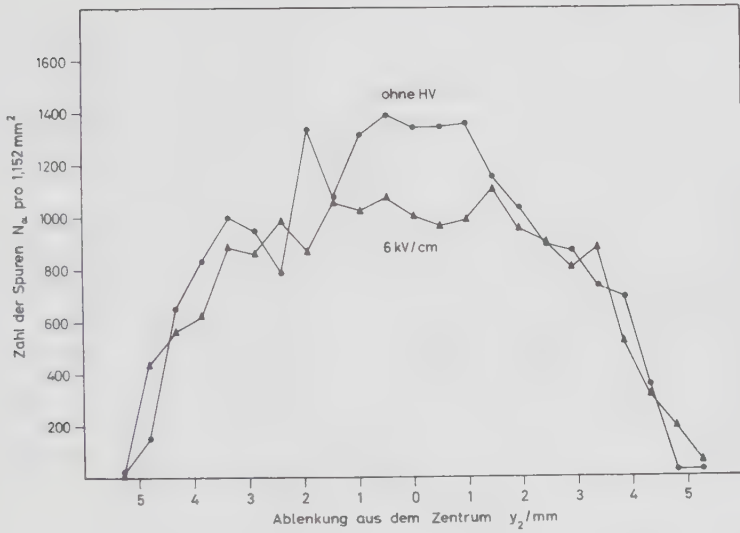


Abb. 21: Schnitt durch die Dichteverteilung der Alphaspuren auf einer Photoplatte in Richtung der Feldstärke mit und ohne angelegte Kondensatorspannung.

5. Heliumjetsysteme für die Untersuchung der Reaktionsprodukte

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines Heliumjets für die spektroskopische Untersuchung der Reaktion $^{232}\text{Th}(\leq 60 \text{ MeV-}\gamma, \text{xn})$. Bei der Planung der Apparatur muß das Target der Kernreaktion angepaßt werden, der Gastransport der Lebensdauer der Residualkerne und das Nachweissystem der Zerfallsart der transportierten Aktivität. Aus den vorbereitenden Aktivierungsexperimenten (Kapitel 3.) ist bekannt, daß die entstehenden Residualkerne eine geringe Reichweite (einige $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) und eine genügend große Lebensdauer besitzen ($t_{1/2} \geq 30 \text{ min}$). Bei der Konzeption des Targetsystems muß berücksichtigt werden, daß außer alpha-aktiven Residualkernen noch Spaltprodukte gebildet werden, die eine große Reichweite haben (einige mg/cm^2). Die Flächenbelegung des Targets sollte daher nur etwas größer als die mittlere Reichweite der entstehenden Th-Isotope sein. Die Anordnung der Targets in der Kammer wird so gewählt, daß nur die niederenergetischen Rückstoßkerne im Helium thermalisiert werden, die Spaltprodukte jedoch möglichst erst in festem Material vollständig abgebremst werden. Durch beide Maßnahmen wird die zum Nachweissystem transportierte Betaaktivität der Spaltprodukte minimalisiert.

Aufgrund der zuvor durchgeführten Aktivierungsexperimente werden bei der Spektroskopie der transportierten Residualkerne keine neuen Erkenntnisse über die Zerfallseigenschaften erwartet, so daß das gesteckte Ziel erreicht ist, wenn die Gasjet-Transportmethode erfolgreich angewendet wird.

5.1. Aufbau der Apparatur

Während der zwei Jahre dauernden Experimente am Giessener Elektronenbeschleuniger wurden drei Gasjet-Transportsysteme entwickelt. Sie unterscheiden sich im Targetsystem, der Länge der Kapillare, der Saugleistung der Pumpe und dem Kollektor für die transportierte Aktivität. Nachdem die drei Gasjets einzeln diskutiert sind, werden sie in Tabelle 8 verglichen.

5.1.1. Erstes Jetsystem

Bei der Konstruktion des Targets wurde das Konzept verfolgt, eine möglichst große Oberfläche für die Targetsubstanz und kleine freie Wegstrecken im Gasraum zu haben. Für das erste Target sind 18 Aluminiumfolien (8 mg/cm^2) beidseitig mit ca. $0,5 \text{ mg/cm}^2 \text{ ThF}_4$ bedampft worden. Diese Folien wurden stapelartig mit einem mittleren Abstand von 5 mm in einer 0,13 l fassenden Kammer montiert. Bei einem Heliumdruck von 1 - 2 atm ist der größte Teil der gebildeten Spaltprodukte in der jeweils benachbarten Targetfolie abgebremst worden, während die Reichweite der Residualkerne $\leq 1 \text{ mm}$ beträgt. Die mittlere Reichweite der Alphazerfall-Rückstoßkerne liegt ebenfalls in der Größenordnung von 1 mm Helium, die der Spaltbruchstücke jedoch bei ca. 100 mm Helium.

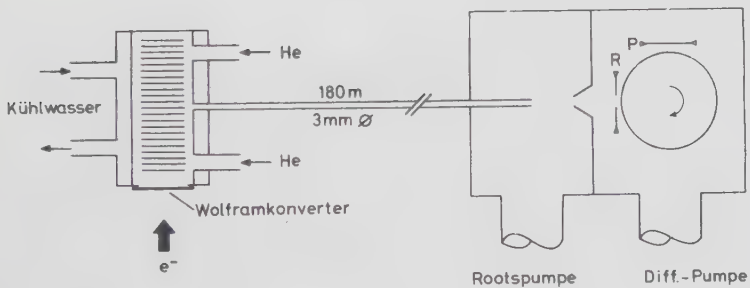


Abb. 22: Schematische Darstellung des ersten "on-line"-Heliumjets in Giessen. (Erläuterungen im Text).

Das vordere Fenster der Targetkammer bestand aus 1 mm dickem Wolframblech und diente zugleich als Bremsstrahlkonverter. Wegen der resultierenden Erhitzung des Targets war die Kammer doppelwandig und wassergekühlt (siehe Abbildung 22). Das Helium und die Aktivität wurden durch eine 180 m lange Kapillare ($d_K = 3$ mm) in etwa 0,5 min zu einem in einem Labor aufgebauten Nachweissystem gepumpt (für Transportzeiten siehe [Wil 74a]). Zu Beginn der Experimente stand kein Experimentierraum in kürzerer Entfernung zum Beschleuniger zur Verfügung. Die Feinvakuumstufe wurde durch eine 1000 m³/h Rootspumpe mit einer 60 m³/h Vorpumpe auf 0,1 - 1 Torr evakuiert. Die Hochvakuumstufe, abgetrennt durch einen Abschäler ($d_A = 5$ mm) konnte im Experiment mit Hilfe einer 3000 l/sec Öl-Diffusionspumpe auf - wegen der relativ großen Öffnung im Abschäler nur - 10^{-2} bis 10^{-3} Torr gehalten werden. Die Aktivität wurde in der Hochvakuumstufe auf einem Radsystem gesammelt und von zwei Siliziumdetektoren beobachtet (siehe Abb. 22, Ringdetektor R und Plannardetektor P).

5.1.2. Zweites Jetsystem

Beim Aufbau des zweiten Heliumjets wurde das Nachweissystem verbessert und ein neues Target getestet. Nach einer Empfehlung von Esterlund [Est 73] wurde ein Fasertarget [Pos 65] entwickelt, um eine möglichst große Oberfläche für das Targetmaterial zu erreichen. Zwei Streifen aus Glaswolle ($30 \times 5 \times 0,03$ cm³) wurden zu je einer Spirale gewickelt und mit etwa 1 g Thoriumnitrat besprüht. Bei einem Durchmesser von 12,5 μ m der einzelnen Glasfaser (Herstellerangabe) betrug die gesamte Glasoberfläche etwa 1400 cm². Unter der Annahme, daß das Th (NO₃)₄ gleichmäßig auf die Oberfläche verteilt war, resultierte eine Targetdicke von 0,7 mg/cm². (Diese Angabe ist eine untere Grenze, da eine gleichmäßige Targetdicke nicht gewährleistet ist). Der wassergekühlte Wolframkonverter wurde 15 cm vor der Kammer (0,5 l) montiert, um die Wärmestrahlung vom Konverter zur Heliumkammer zu verringern. Das neue Nachweissystem wurde neben der Beschleunigerhalle errichtet, so daß die Kapillare ($d_K = 2$ mm) auf 40 m verkürzt und die Transportzeit auf etwa 5 sec reduziert

(Anmerkung: Die angegebenen Zeiten beruhen nicht auf dem Transport des Targetmaterials sondern lediglich auf dem Transport durch die Kapillare. Das Problem der Transportzeiten ist von mehreren Autoren diskutiert worden, u.a. [Dau 73] und [Aum 74]; hier sind die Rechnungen von Wilhelm [Wil 74a] benutzt worden.)

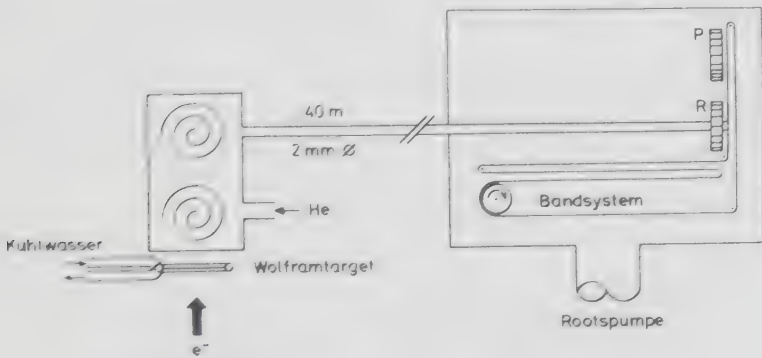


Abb. 23: Schematische Darstellung des zweiten "on-line"-Heliumjets mit Glasfasertarget (Beschreibung im Text).

werden konnte [Wil 74 a]. In einer Feinvakuumstufe - durch eine $400 \text{ m}^3/\text{h}$ Roots-Pumpe und eine $160 \text{ m}^3/\text{h}$ Vorpumpe auf $8 \cdot 10^{-2}$ Torr evakuiert - wurde die Aktivität auf einem Bandsystem gemessen. Es wird im ersten Teilsystem beobachtet, wie ein Fließdetektor (10 cm^2 , der Anwesenheit der Aktivität), während zum Resten des Anfalls die gemessene Aktivität vor einem Fließdetektor (10 cm^2 , der Anwesenheit der Aktivität) gemessen werden konnte (siehe Abb. 23). Das benutzte Bandsystem bot gegenüber dem früher benutzten Padsystem drei Vorteile:

- I. es transportiert schneller wegen der geringeren trägen Masse der bewegten Teile;
- II. durch eine gute Kontrolle der Bewegung kann die Detektorgeometrie

optimiert werden;

III. trotz ähnlicher äußerer Abmessungen ist die Länge des Endlosbandes doppelt so groß wie der Umfang des Rades.

5.1.3. Überdruckjet

Wenn man die Pumpen des Vakuumsystems abschaltet und durch Nachregeln des Heliumdrucks in der Targetkammer die Druckdifferenz aufrechterhält, dann wird die Aktivität weiterhin transportiert. Diese Beobachtung führte zum Überdruckjet, der ohne teure Pumpen betrieben wird und geeignet ist für chemische Trennverfahren (siehe Kapitel 4). Diese Methode wird hier nun in Verbindung mit einem Clusterbrüter (Kapitel 4.1. und 4.2.4.) für den Transport der langlebigen Aktivitäten angewendet, die während der Bestrahlung des Targets entstanden sind. Die im Brüter gebil-

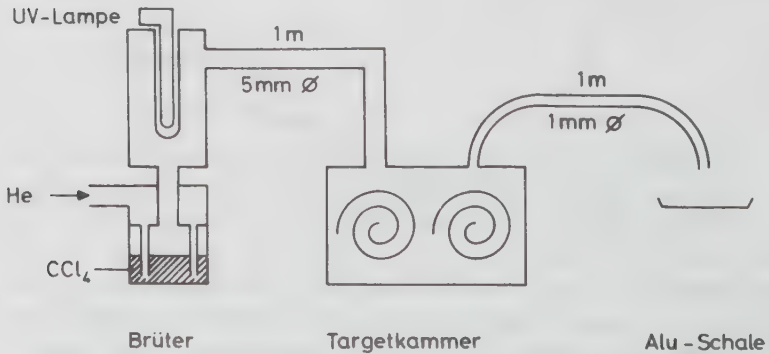


Abb. 24: Aufbau des Überdruckjets (Näheres im Text).

deten Tröpfchen aus Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4 - Cluster) werden mit dem Heliumstrom durch die Targetkammer geschwemmt, nehmen radioaktive Rückstoßkerne mit und werden schließlich am Ende der 1 m langen Kapillare ($d_K = 1 \text{ mm}$) direkt auf einem Fänger gesammelt (siehe Abb. 24). Der resultierende Aktivitätsfleck auf der Aluminiumschale ist so dünn, daß er unmittelbar zur Alphaspektroskopie in einer Meßkammer verwendet werden kann.

Der Überdruckjet ist eine einfache Methode, Rückstoßkerne aus einem aktivierten Target "abzumelken".

		1. Jetsystem	2. Jetsystem	Überdruckjet
Target:	Substanz	ThF_4	$\text{Th}(\text{NO}_3)_4$	$\text{Th}(\text{NO}_3)_4$
	Träger	Alu-Folien	Glasfaser	Glasfaser
	Kühlung	die ganze Kammer	nur der Konverter	keine, da ohne Beschleuniger
Kapillare:	Länge	180 m	40 m	1 m
	Durchmesser	3 mm	2 mm	1 mm
	Transportzeit [Wil74a]	30 sec	5 sec	$< 0,1 \text{ sec}$
Nachweis:	Kollektor	Rad	Band	Schale
	Pumpe	$1000 \text{ m}^3/\text{h}$	$4000 \text{ m}^3/\text{h}$	$2 \text{ m}^3/\text{h}$
	Rhythmus	kontinuierlich	kontinuierlich	periodisch
Transportausbeute: (Abschätzung)		$\sim 3 \%$	$\sim 1 \%$	$\sim 10 \%$

Tabelle 8: Vergleich der drei benutzten Apparaturen.

Die wichtigsten variierten Parameter der drei Apparaturen sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Die erwähnte Transportausbeute wird in Kapitel 5.3. diskutiert.

5.1.4. Meßelektronik

Das Blockdiagramm der benutzten Elektronik ist in Abbildung 25 dargestellt. Die Schaltung gliedert sich in drei Zweige. Für

die Alphaspektroskopie wird nur der mittlere Zweig benutzt. Die schwachen Stromsignale des Siliziumdetektors (D) werden über einen Vorverstärker (PA) auf den Linearverstärker (LA) gegeben. Dessen Verstärkung ist so eingestellt, daß die gaußförmigen Ausgangssignale (Zeitkonstante 1 μ sec) 3 Volt Spitzenspannung erreichen für 3,7 MeV Alphaenergie. Diese Signale werden über ein lineares Tor (jetzt stets offen) und "Stretcher" (der Summierverstärker kann entfallen) auf den Analog-Digital-Wandler eines 4096-Kanal Impulshöhenanalysators geleitet. Der obere Meßzweig dient der Bestimmung der integralen Alphazählrate und der Koinzidenz. Das bipolare Signal des Linearverstärkers wird von zwei Einkanaldiskriminatoren (TSCA) analysiert. Während Diskriminator 1 auf alle mehr als 3 Volt betragenden Spannungssignale anspricht, ist Diskriminator 2 auf ein Fenster eingestellt, das nur auf die Impulse der "Mutteraktivität" anspricht, z. B. die 6,56 MeV ^{222}Ra -Aktivität. Das logische Ausgangssignal des ersten Diskriminators dient der integralen Zählratenbestimmung mit einem Zählratenmesser (Rate M) und öffnet die beiden linearen Tore des Energie- und des Zeitzweiges. Die Diskriminatoren starten bzw. stoppen mit ihren schnellen negativen Ausgangssignalen einen Zeit-Amplituden-Wandler (TAC), der für eine maximale Zeitdifferenz von 80 msec ein positives Signal mit 3 Volt Spitzenspannung erzeugt. Diese Koinzidenzsignale werden mit Hilfe eines Stretchers und des linearen Tors (LG) um 36 μ sec verzögert und über den Summierverstärker (SLA) ebenfalls auf den Impulshöhenanalysator (PHA) gegeben. In jedem Spektrum sieht man somit alle Alphalinien (3,7-9,9 MeV) und zugleich die Verteilung der Koinzidenzen zwischen dem Startsignal der "Mutteraktivität" und einem innerhalb von 80 msec stoppenden Alphaereignis. Da die erzielte Zählrate dieser Alpha-Alpha-Koinzidenz geringer als 1 Imp/min war, werden nur die Energiespektren diskutiert.

Während der Koinzidenzzweig der Halbwertszeitanalyse von kurzlebigen "Tochteraktivitäten" dient ($t_{1/2} < 0,1 \text{ sec}$), zeichnet der dritte Meßzweig den Aufbau oder Abfall ($t_{1/2} > 10 \text{ sec}$) der "Mutteraktivität" auf. Das zentrale Modul des dritten Meßzweiges ist eine kombinierte Uhr-Zähler-Einheit (Tim.Cou). Periodisch (Δt) startet die Uhr einen Mehrkanalzähler (MCS) und veranlaßt

die Motorsteuerung, das Band- oder Radsystem um einen Schritt weiterzudrehen. Die Periode Δt sollte das dreifache der Halbwertszeit der vom Diskriminator 2 beobachteten Aktivität betragen. Die während einer Periode Δt gezählte Impulsrate wird vom Drucker (Print) registriert.

5.2. Ergebnisse der Alphaspektroskopie

Mit den drei oben beschriebenen Jetsystemen sind für die Residualkerne der Reaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, xn)$ bzw. deren Zerfallsreihen Alphaspektren mit unterschiedlichen Bedingungen aufgenommen worden. Es wurden reines Helium, Wasser-, Tetrachlorkohlenstoff- und Äthylenbeimischungen sowie reines Äthylen als Transportgas verwendet und der Druck in der Targetkammer zwischen 0,5 und 2,5 atm variiert. Weitere Parameter wie die Energie des Elektronenstrahls, der Strahlstrom sowie die resultierende Erwärmung der Targetkammer waren für das Gelingen des Experiments sehr wesentlich aber nur schwer kontrollierbar. Aus der Vielzahl der im Verlauf von 10 halbtägigen Strahlzeiten gewonnenen Spektren sind die besten ausgewählt d.h. diejenigen, die zugleich gute Zählrate und gute Auflösung beinhalten.

5.2.1. Aktivität des unbestrahlten Targets

Da aus dem natürlichen Targetmaterial (^{232}Th -Reihe) radioaktive Nuklide durch Alpharückstoß emittiert und somit zum Nachweissystem transportiert werden, ist mit dem zweiten Jetsystem eine halbe Stunde lang die Aktivität mit einem Helium-Äthylen-Gemisch gesammelt worden. Der auf dem Magnetband haftende Fleck ist vor den Planardetektor gefahren und während zwei Stunden gemessen worden. Das resultierende Alphaspektrum (Abb. 26) weist die Linien von ^{212}Bi und ^{212}Po auf, welche entstehen, wenn das Nuklid ^{212}Pb aus der natürlichen Zerfallsreihe $A=4n$ auf dem Band gesammelt worden ist (siehe ^{228}Th -Reihe in Kapitel 3.3.). Daneben fallen die 8,38 MeV-Linie des Nuklids ^{213}Po sowie eine Häufung von Alphalinien im Bereich 4 bis 5 MeV auf. Dies ist eine Kontaminierung der Apparatur, da dasselbe Jetsystem parallel zu den hier beschriebenen Experimenten mit einem ^{233}U -Target benutzt worden ist [Wil 74a]. Zwar wurden für die Uran-

experimente eine eigene Targetkammer und eine andere Kapillare benutzt, jedoch stand nur ein Satz Detektoren zur Verfügung. Ebenso wurde das eigentliche Magnetband ausgetauscht aber nicht die das Band führenden mechanischen Teile.

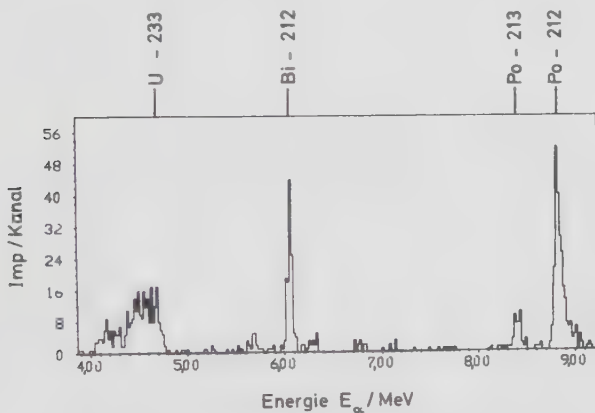


Abb. 26: Alphaspektrum der mit dem zweiten Jetsystem transportierten Rückstoßkerne des unbestrahlten Glaswolltargetts. Nach Ablauf einer halbstündigen Sammelzeit wurde die Aktivität während zwei Stunden mit dem Planardetektor gemessen.

5.2.2. "on-line"-Spektroskopie der ^{226}Th -Reihe

Die besten Alphaspektren der während der Bestrahlung gebildeten kurzlebigen Aktivitäten sind mit dem zweiten Jetsystem (40 m Kapillare) aufgenommen worden. Mit einem Helium-Äthylen-Gemisch (Volumen 30:1, Druck 1 atm) wurden die Rückstoßkerne des Glaswolle-Targetts abgesaugt. Ein Ringdetektor beobachtete die auf dem Bandsystem anwachsende Aktivität. Der gesammelte Fleck wurde periodisch alle 200 sec zum benachbarten Planardetektor gefahren.

Die Abb. 27a zeigt das nach 40 Zyklen entstandene Spektrum am Ringdetektor, während Abb. 27b das aus 25 Meßzyklen zusammengefaßte Spektrum des Planardetektors darstellt. Beide Spektren beinhalten zunächst die Alphalinien, die schon beim unbestrahlten Target gefunden wurden (Abb. 26). Darüber hinaus werden die Linien der Zerfallskette $^{226}\text{Th} \rightarrow ^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{218}\text{Rn} \rightarrow ^{214}\text{Po}$ beobachtet sowie die 6,62 MeV und 6,28 MeV-Linien des Nuklids ^{211}Bi .

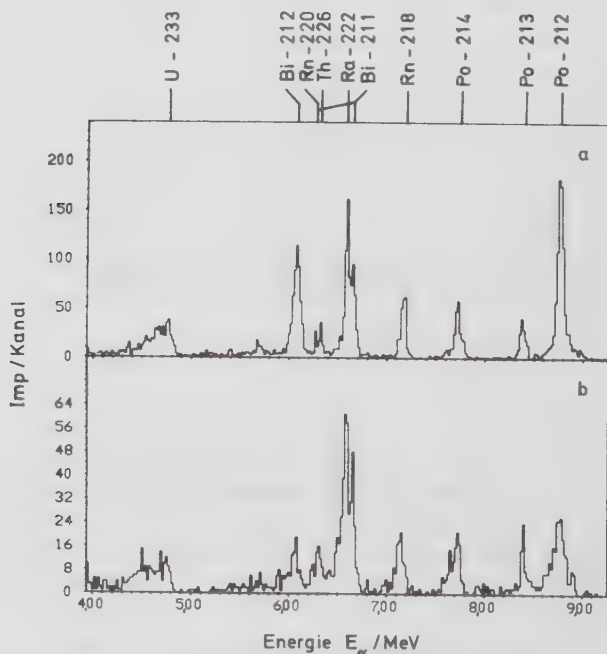


Abb. 27: "on-line"-Spektren der mit dem zweiten Jetsystem transportierten Aktivität. a) 40 Meßzyklen à 200 sec am Ringdetektor; b) 25 Meßzyklen à 200 sec am Planardetektor. Gut beobachtbar sind die Alphalinien der ^{226}Th -Zerfallsreihe.

Die Aktivitäten von ^{226}Th und ^{222}Ra stehen nicht im Gleichgewicht; durch den Alphazerfall des im Target verbliebenen ^{226}Th gelangen zusätzliche ^{222}Ra -Rückstoßkerne in die Heliumatmosphäre, so daß direkt transportierte ^{222}Ra -Nuklide ($t_{1/2} = 38 \text{ sec}$) im

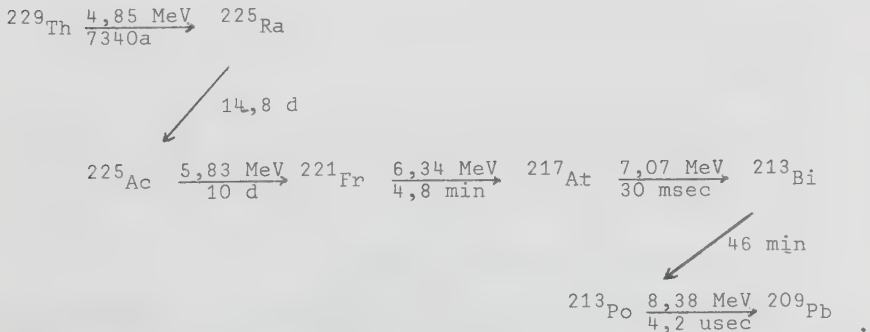
Nachweissystem gesammelt werden.

5.2.3. Die ^{227}Th - und ^{229}Th -Reihe

Für die Analyse der langlebigen Aktivitäten ($t_{1/2} > 10\text{d}$) erwies sich der Überdruckjet als geeignet (vgl. Kap. 5.1.3.). Einen Monat nach der letzten Bestrahlung des Glasfasertargets wurde die mit einem He-CCl_4 -Gemisch (Clusterbrüter) transportierte Aktivität eine Stunde lang gesammelt und anschließend zur Alphaspektroskopie in eine Meßkammer gebracht.

Im ersten für 2000 sec gesammelten Spektrum dominiert die 6,62 MeV-Linie des ^{211}Bi (Abb. 28a). Zur Halbwertszeitanalyse wurde der Fensterdiskriminator (TSCA 2 in Abb. 25) auf diese Linie gesetzt, und der Drucker registrierte alle 5 min deren Zählrate. Die Ausgleichsgerade, ermittelt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (LSQ), durch die ersten sieben Meßpunkte ergibt eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 36$ min. Dadurch ist bewiesen, daß auf dem Aluminiumfänger das Nuklid ($t_{1/2} = 36,1$ min) gesammelt wurde (Zerfallsreihe ^{227}Th).

Das Alphaspektrum, aufgenommen für weitere 43 Stunden, zeigt außer den ^{211}Bi -Linien die ^{223}Ra - ^{224}Ra - und ^{225}Ac -Reihen (Abb. 28). Dieses sind Folgeprodukte der Isotope ^{227}Th , ^{228}Th und ^{229}Th , die durch den Rückstoß beim Alphazerfall aus der Targets substanz gestoßen worden sind. In Ergänzung zu Kapitel 3.3. wird noch die ^{229}Th -Reihe angegeben:



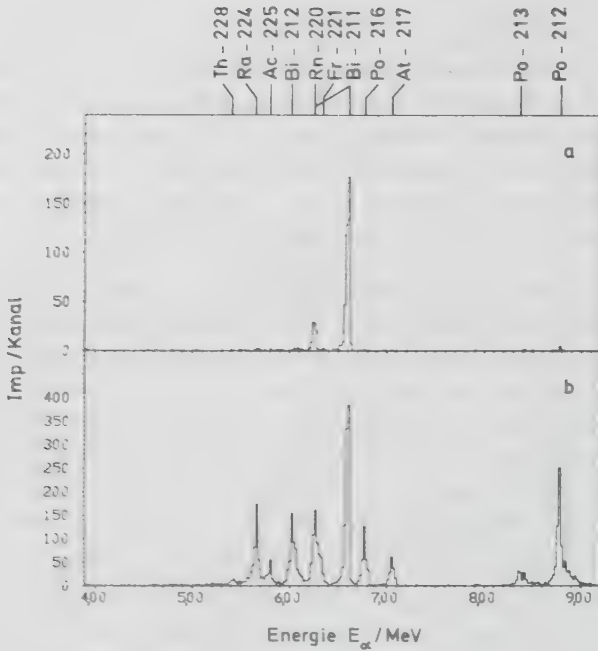


Abb. 28: "off-line"-Spektren der mit dem Überdruckjet während einer Stunde gesammelten Aktivität. a) Alphaspektrum der ersten 2000 sec; b) Alphaspektrum der folgenden 43 Stunden.

Die Spektren zeigen keine ^{238}U -Kontaminierung, da eine andere Meßapparatur benutzt wurde.

Es ist gezeigt worden, daß der Überdruckjet zum Melken von Alpha-Rückstoßkernen aus einer zuvor aktivierten Targetkammer geeignet ist.

5.3. Abschätzung der Transportausbeute

Am Schluß der Arbeit wird die Frage untersucht, wie groß die Ausbeute der drei benutzten Gasjet-Transportsysteme ist. Die Trans-

portausbeute sei das Verhältnis der im Nachweissystem gesammelten zu der Aktivität, die durch Rückstoß aus dem Targetmaterial in die Gasatmosphäre eingetreten ist. Diese Bestimmung wird anhand der Ergebnisse der im Kapitel 3. beschriebenen Aktivierungsexperimente durchgeführt. Der über mehrere Versuche gemittelte Wert für die Zerfallsrate (4π Geometrie) des Nuklids ^{226}Th am Ende der halbstündigen Bestrahlungen beträgt auf der Vorwärtsfolie (F_+) 90 Zer./min und auf der Rückwärtsfolie (F_-) 25 Zer./min. Mit der Energie des primären Elektronenstrahls, die das Maximum der Anregungsfunktion für die ($\alpha, 6n$)-Reaktion nur knapp übersteigt, variiert die Bildungsrate des interessierenden Nuklids ^{226}Th von Versuch zu Versuch. Dieses ist der wesentliche Grund, daß die Transportausbeute nur abgeschätzt werden kann.

Das Target des ersten Jetsystems besteht aus 18 Folien mit Thoriumtetrafluorid unterschiedlicher Dicke. Da diese jedoch stets viel größer ist als die Reichweite der Rückstoßkerne, wird die Anzahl der emittierten Nuklide proportional zur Zahl der Targetfolien gesetzt. Für das mit "reinem Helium" betriebene Jetsystem ergibt sich dann eine durchschnittliche Transportausbeute von 1 %. Mit einem Helium-Wasserdampf-Gemisch erreicht der Transport über 180 m etwa die dreifache Ausbeute.

Beim zweiten Jetsystem ist Thoriumnitrat auf ca. 1400 cm^2 Glaswolle aufgesprüht. Die effektive Targetfläche beträgt somit höchstens das vierfache der im ersten Target ausgenutzten Fläche und ist daher äquivalent zu einer Anordnung aus weniger als 73 Targetfolien. Mit 20 Zer./min der ^{226}Th -Aktivität folgt eine Transportausbeute von 0,25 %. Dies gibt eine untere Grenze an, da eine gleichmäßige Flächenbelegung nicht gewährleistet ist, und weil durch den großen Abstand zwischen Konverter und Targetkammer (Öffnungswinkel 15°) nur ein Teil der Bremsstrahlung vom Target erfaßt wird. Die Transportausbeute wird daher in der Größenordnung von 1 % angenommen.

Durch ähnliche Überlegungen für die Alphaaktivität des ^{211}Bi wird die Ausbeute im Überdruckjet-Experiment auf 10 % geschätzt.

Im Vergleich zu anderen Messungen [Mac 73 i, I Wil 74] erscheinen Transportausbeuten von etwa 1 % im "on-line"-Experiment gering, jedoch muß berücksichtigt werden, daß die benutzten Kapillaren sehr lang waren. Offensichtlich ist das schlechtere Ergebnis im zweiten Jetsystem durch die Erhitzung des Targets verursacht worden. (In der Tat wurde ein Maximum der transportierten Aktivität bei einem Drittel des maximalen Elektronenstroms beobachtet). Im Überdruckjet-Experiment (kaltes Target) haben die CCl_4 -Cluster besser einen Weg durch das Glasfasertarget gefunden. Es wird vermutet, daß Cluster mit geeigneter Größe und höherem Siedepunkt auch in Experimenten mit heißen Targetkammern und langen Transportwegen eine Ausbeute bis zu 50 % ermöglichen.

6. Zusammenfassung

Der Heliumjet ist geeignet für den Transport von Produkten der photoneninduzierten Verbundkernreaktion $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{xn})$. Der Impulsübertrag durch das absorbierte Photon, der Rückstoß der im Schwerpunktsystem isotrop verdampften Neutronen und gegebenenfalls der Rückstoß durch einen nachfolgenden Alphazerfall sind Gründe für die Emission radioaktiver Nuklide in die Heliumatmosphäre.

In Aktivierungsexperimenten mit Target-Fängerfolien-Anordnung ist die effektive Reichweite der neutronenarmen Reaktionsprodukte ^{226}Th und ^{227}Th gemessen worden. Die beobachtete Asymmetrie zwischen Vor- und Rückwärtsemission beruht auf dem Impulsübertrag des Photons.

Im Rahmen der statistischen Theorie von Weisskopf ist die Kinematik dieser Evaporationskaskade berechnet worden. Dazu wurde zunächst eine Monte-Carlo-Zufallsrechnung und dann eine Mittelwertbetrachtung durchgeführt. Die Resultate des Computerprogramms "EVA" für das Vorwärts-Rückwärtsverhältnis der emittierten Aktivität sind in Abb. 29 den experimentellen Werten gegenübergestellt. Die berechneten Größen stimmen mit den beobachteten für die Isotope ^{228}Th und ^{227}Th innerhalb der Fehlergrenzen überein, jedoch nicht so gut beim ^{226}Th . Der Unterschied zwischen Experiment und Theorie beträgt aber weniger als zwei Standardabweichungen. Überraschend ist, daß die einfache Mittelwertbetrachtung (Kapitel 2.4.2.) mit einer unteren und oberen Abschätzung für die Streuung der Impulskomponenten die Computerberechnungen bestätigen.

Mit Hilfe der Aktivierungsexperimente ist die Transportausbeute der Heliumjetsysteme ermittelt worden. Diese liegt im "on-line"-Experiment mit etwa 1 % niedrig im Vergleich zu anderen Messungen, die ohne die thermische Belastung durch einen Beschleunigerstrahl durchgeführt worden sind [Wil 74]. Das getestete Glaswolletarget brachte zwar die erwünschte Verminderung der Betaaktivität der transportierten Spaltprodukte, aber trotz einer gegenüber dem Folientarget vervierfachen

Materialmenge keine Steigerung der Alphaaktivität.

Bei Beschleunigern mit hoher Strahlleistung wie etwa dem Unilac (Schwerionenbeschleuniger in Darmstadt) wird die Erhitzung des Targets durch den Primärstrahl zu einem Problem. Während bisher die Diskussion um die Druckfestigkeit der Kammerfensterfolien bei hohen Temperaturen (1000-1500K) im Vordergrund stand, wird in Zukunft die Temperaturerhöhung des Transportgases selbst beachtet werden müssen. Die Grenzen einer Gasjet-Transportmethode wären erreicht, wenn die Temperatur in der Targetkammer so hoch stiege, daß eventuell vorhandene Cluster verdampfen bzw. jene gar nicht erst entstehen könnten. Drei Möglichkeiten bieten sich an, diesem Problem zu begegnen. Zunächst wird man den Gasdurchfluß vergrößern, um direkt die Erwärmung des Gases in der Kammer zu verringern. Zweitens wird man die Kammerwandlung so stark kühlen, daß dort entlang einer flachen Schicht durch Kondensation der Verunreinigungen Cluster entstehen können. Schließlich besteht die berechtigte Hoffnung, Materi-

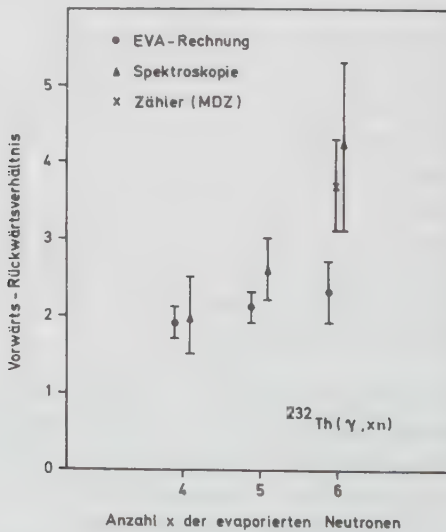


Abb. 29: Abhängigkeit des Vorwärts-Rückwärtsverhältnisses von der Anzahl der evaporierten Neutronen für die Residualkerne $^{228}\text{Th}(4n)$, $^{227}\text{Th}(5n)$ und $^{226}\text{Th}(6n)$.

alien - wie Teerstoffe und Öle - zu finden, die auch bei Temperaturen von 500 bis 600 K "clustern". Beim Aufbau neuer Gasjetsysteme sollte also die Konzeption der Targetkammer mit Sorgfalt durchgeführt und das Studium der Cluster vorangetrieben werden.

Die Gasjet-Transportmethode für Rückstoßkerne kalter Quellen ist durch die Entwicklung des Clusterbrüters [Wil 74], Verwendung eines Aerosolgenerators [Ast 73] oder Zuhilfenahme der Äthylencluster [Dau 73] effizient und reproduzierbar geworden. Diese Methode ist in Zusammenhang mit dem Überdruckjet (Kapitel 5.1.3.) so einfach und für viele Anwendungen - etwa Gammaspektroskopie oder schnelle chemische Trennverfahren - völlig ausreichend, daß sie in Zukunft weit verbreitet sein wird.

7. Literaturverzeichnis

- [All 59] J.S. Allen, R.L. Burman, W.B. Herrmansfelt,
W.B. Stäkelin, P. und T.H. Braid,
Phys. Rev. 116 (1959) 134
- [Ast 72] Jahresbericht der Asterix-Kollaboration,
GSI-Bericht 72-3 (1972) 79
- [Ast 73] Jahresbericht der Asterix-Kollaboration,
GSI-Bericht 73-14 (1973) 46
- [Aum 74] D.C. Aumann, D. Weismann,
Nucl. Instr. and Meth. 116 (1974) im Druck
- [Äys 73] J. Äystö und K. Valli,
Nucl. Instr. and Meth. 111 (1973) 531
- [Äys 74] J. Äystö, P. Puumalainen, K. Valli,
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 65
- [Äys74a] J. Äystö, Universität Jyväskylä, Finnland,
persönliche Mitteilung (1974)
- [Bec 55] E.W. Becker, K. Bier, H. Burghoff,
Z. Naturforschung 10a (1955) 565
- [Ber 72] R. Bergère, H. Beil, P. Carlos, A. Veyssiére,
A. Leprêtre, Nucl. Structure Studies Using Electron
Scattering and Photoreaktion, Hrsg. K. Shoda und
H. Vi (1972) 273
- [Bet 34] H.A. Bethe, W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. (London) A146 (1934) 83
- [Bla 52] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf,
Theo. Nucl. Phys., Wiley, New York (1952)
- [Bla 68] M. Blann,
Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1357
- [Boh 36] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- [Boh 48] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.
18 no. 8 (1948)
- [Bra 68] R. Brandt, Habilitationsschrift,
Philipps-Universität Marburg (1968)
- [Cum 63] J.B. Cumming, in Appl. of computers to nuclear
and radiochemistry, Hrsg. O'Kelley, NAS-NS3107 (1963)
- [Dan 59] M. Danos, Bull. Am. Phys. Soc. 4 (1959) 102
- [Dau 73] H. Dautet, S. Gujrahi, W.J. Wieseahn, J.M. D'Auria,
B.D. Pate, Nucl. Instr. and Meth. 107 (1973) 49

- [Dos 58] I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins,
Phys. Rev. 111 (1958) 1659
- [Est 71] J.E. Esterl, R.G. Sextro, J.C. Hardy, G.J. Ehrhardt,
J. Cerny, Nucl. Instr. and Meth. 97 (1971) 229
- [Est 73] R.A. Esterlund, Philipps-Universität Marburg,
persönliche Mitteilung (1973)
- [Far 74] Y. Fares, wird publiziert
- [Fri 62] A.M. Friedman, W.G. Mohr,
Nucl. Instr. and Meth. 17 (1962) 78
- [Gab 69] T.A. Gabriel, R.G. Alsmiller Jr.,
Phys. Rev. 182 (1969) 437
- [Gar 57] B.I. Gavrilov, L.E. Lazareva,
Sov. Journ. JETP 3 (1957) 871
- [Gin 56] J.E. Gindler, J.R. Huizenga, R.A. Schmitt,
Phys. Rev. 104 (1956) 425
- [Ghi 58] A. Ghiorso, T. Sikkeland, J.R. Walton, G.T. Seaborg,
Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 18
- [Got 73] P.A. Gottschalk,
Doktorarbeit, Philipps-Universität Marburg (1973)
- [Hud 68] J. Hudis, in Nuclear Chemistry I, Acad. Press
New York und London (1968) Hrg. L. Yaffe
- [Jac 56] J.D. Jackson,
Can. Journ. Phys. 34 (1956) 767
- [Jon 68] G.G. Jonson, B. Forkman,
Nucl. Phys. A107 (1968) 52
- [Jun 71] H. Jungclas, R.D. Macfarlane, Y. Fares,
Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 556
- [Jun71a] H. Jungclas, R.D. Macfarlane, Y. Fares,
Radiochimica Acta 16 (1971) 141
- [Kat 57] L. Katz, K.G. McNeill, M. LeBlanc, F. Brown,
Can. Journ. Phys. 35 (1957) 470
- [Kau 68] N.N. Kauschal, E.J. Winhold, P.F. Yergin,
H.A. Medicus, R.H. Augustson,
Phys. Rev. 175 (1968) 1330
- [Koc 59] H.W. Koch, J.W. Motz,
Rev. of Mod. Phys. 31 (1959) 920
- [Kos 73] K.L. Kosanke, Wm.C. McHarris
Bull. Am. Phys. Soc. 18 (1973) 58

- [Kos 74] K.L. Kosanke, Wm.C. McHarris, R.A. Warner,
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 151
- [Lef 64] M. Lefort, Nuclear Chemistry, Van Nostrand,
London (1968) Kapitel 4
- [Lev 51] J.S. Levinger,
Phys. Rev. 84 (1951) 43
- [Lin 63] J. Linhard, M. Scharff, H.E. Schiøtt,
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 no.14 (1963)
- [Mac 62] R.D. Macfarlane, Phys. Rev. 126 (1962) 274
- [Mac 63] R.D. Macfarlane, R.D. Griffioen,
Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 461
- [Mac 69] R.D. Macfarlane, R.A. Gough, N.S. Oakey,
D.F. Torgerson, Nucl. Instr. and Meth. 73 (1969) 285
- [Mac 73] R.D. Macfarlane und Wm.C. McHarris,
"Techniques for the Study of Short-lived Nuclei" in
Nuclear Reaktionen and Spectroscopy II, Hrsg. J. Cerny
Academic Press, New York (1973)
- [Mac 74] R.D. Macfarlane, D.F. Torgerson, Y. Fares, C.A. Hassell,
Nucl. Instr. Meth. 116 (1974) 381
- [Mat 73] J.L. Matthews, R.O. Owens,
Nucl. Instr. and Meth. 111 (1973) 157
- [Mik 66] V.L. Mikheev, Instr. Exp. Tech. (USSR) 7 (1966) 785
- [Mün 67] H. Münzel, Kernforschungszt. Karlsruhe 10/67-4
- [Mün67a] H. Münzel, Habilitationsschrift,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 693 (1967)
- [Mye 66] N.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81 (1966) 1
- [Nit 73] J.M. Nitschke, Lawrence Berkely Laboratory,
persönliche Mitteilung (1973)
- [Par 64] F. Partovi, Ann. der Phys. (New York) 27 (1964) 79
- [Pen 59] A.S. Penfold, J.E. Leiss, Phys. Rev. 114 (1959) 1332
- [Pos 65] A.M. Poskanzer, R.A. Esterlund, R. McPherson,
Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 1030
- [Puu 73] P. Puumalainen, J. Äystö, K. Valli,
Nucl. Instr. and Meth. 112 (1973) 485
- [Sch 51] L.I. Schiff, Phys. Rev. 83 (1951) 252

- [Sch 73] B. Schröder, G. Andersson, B. Forkman,
Nucl. Phys. Rep. LUNP 7310, Sept. 1973
- [Sch73a] W.D. Schmitt-Ott, R.L. Mlekodaj, C.A. Bingham
Nucl. Instr. and Meth. 108 (1973) 13
- [Sta 74] G. Stark, Doktorarbeit, Philipps-Universität
Marburg (1974)
- [Ste 50] H. Steinwedel, J.D.H. Jensen,
Zeit. f. Naturf. 5a (1950) 413
- [Sug 56] N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz,
Phys. Rev. 101 (1956) 388
- [Tor 71] D.F. Torgerson, Y. Fares,
nicht veröffentlichte Ergebnisse (1971)
- [Val 67] K. Valli, M.J. Nurmiä, E.K. Hyde,
Phys. Rev. 159 (1967) 1013
- [Van 58] R. Vandenbosch, T.D. Thomas, S.E. Vandenbosch,
R.A. Glass, G.T. Seaborg,
Phys. Rev. 111 (1958) 1358
- [Wei 37] V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- [Wei 74] W. Weitzel, Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität,
Giessen (1974)
- [Wie 72] K. Wien, Y. Fares, R.D. Macfarlane,
Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 181
- [Wie 73] K.W. Wien, R. Faß, H. Wollnik,
GSI-Bericht 73-7 (1973) 72
- [Wil 74] H.G. Wilhelm, H. Jungclas, H. Wollnik, D.F. Snider,
R. Brandt, K.H. Lust,
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 419
- [Wil74a] H.G. Wilhelm, Doktorarbeit Justus-Liebig-Universität,
Giessen (1974)
- [Zir 74] J.P. Zirnheld,
Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 517

Wiederholt benutzte Symbole und Konstanten

A : Atommassenzahl	n : Anzahl pro cm^3
B : Bindungsenergie	p : Impuls bzw. Druck
C : Verbundkern	r : Radius
D : Dicke	r_0 : $1,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ Nukleonenradius
E : Gesamtenergie	r_e : $= 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m} = e^2 / 4\pi \epsilon_0 m_e c^2$ klassischer Elektronenradius
F : Fängerfolie	s : Spin
G_n : Neutronenemissionswahrscheinlichkeit	t : Zeit
M : Monitorfolie	v : Geschwindigkeit
N : Anzahl	x : Anzahl evaporierter Neutronen
P : Wahrscheinlichkeit	y : seitliche Versetzung
Q : Q-Wert	z : Zählrate
R : Reichweite	α : $= 1/137 = e^2 / 4\pi \epsilon_0 \hbar c$ Feinstrukturkonstante
S : Schutzfolie	Γ : partielle Breite eines Energiezustands
T : kinetische Energie bzw. Target	δ : Paarungsenergie
U : Potential	ϵ : kinetische Energie eines emittierten Neutrons
V : Vorwärts-Rückwärtsverhältnis	ϵ_0 : $= 8,854 \text{ Asec/Vm}$ Influenzkonstante
W : Wolframkonverter	η : Detektorgeometrie
X : Ausgangskern	λ : Wellenlänge
Y : Endkern	λ_R : Zerfallskonstante
Z : Kernladungszahl	μ : reduzierte Masse
a : Niveaudichteparameter	ν : Frequenz
c : $= 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$ Lichtgeschwindigkeit	σ : Wirkungsquerschnitt bzw. Streuung
d : Durchmesser	τ : "Kerntemperatur"
e : $= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Asec}$ Elektronenladung	Φ : Fluß
h : $= 4,136 \cdot 10^{-21} \text{ MeV sec}$ Planksches Wirkungsquantum	ω : Niveaudichte
l : Abstand	
m_e : $= 0,511 \text{ MeV}/c^2$ Ruhmasse des Elektron	
m_u : $= 931,5 \text{ MeV}/c^2$ Atomare Masseneinheit	

Danksagungen

Mein Dank gilt in erster Linie Herrn Prof.Dr.R.Brandt für die Anregung zu dieser Arbeit und die stetige Betreuung.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof.Dr.R.D.Macfarlane für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe am Zyklotron-Institut der Texas A&M University in College Station, Texas, USA, sowie Herrn Dr.Y.Fares für die kollegiale Zusammenarbeit während meines Studienaufenthalts in 1970/71.

Herrn Prof.Dr.K.Starke bin ich für die wohlwollende Aufnahme ins Institut für Kernchemie zu Dank verpflichtet.

Weiterhin danke ich Herrn Prof.Dr.H.Wollnik vom II.Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität in Giessen für sein dauerndes Interesse, meinem Kollegen H.G.Wilhelm für die fruchtbare Zusammenarbeit und Herrn B.Pfeiffer für die selbstlose Hilfe durch zahlreiche Nachtschichten im Giessener Strahlencentrum.

Mein Dank gilt auch den Herren Prof.Dr.H.Ewald, Prof.Dr.W. Walcher und Dr.H.Wagner, die als Mitverantwortliche die Durchführung des Asterix-Projekts ermöglicht haben.

Für die Monte-Carlo-Berechnung der Evaporationskaskade auf der TR-4 Rechenanlage in Marburg und die tatkräftige Unterstützung bei der Benutzung des PDP-15 Computers im Fachgebiet Kernchemie danke ich den Herren G.Stark, W.Wätzig und W. Westmeier.

Eine Hilfe waren mir die Diskussionen mit den Herren Prof. Dr.U.Kneißl und Dr.P.A.Gottschalk.

Zum Gelingen beigetragen haben ebenso die Mechaniker der beteiligten Institute, die Bedienungsmannschaft des Giessener Elektronenbeschleunigers sowie die Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt und das Bundesministerium für Forschung und Technologie durch ihre finanzielle Förderung.

Lebenslauf

Am 8.Mai 1946 wurde ich, Hartmut Jungclas, als drittes Kind des Studienrats Heinrich Jungclas und seiner Ehefrau Liselotte, geb. Schmalz in Treysa/Kreis Ziegenhain geboren.

Im Dezember 1950 zogen wir nach Kassel um. Dort besuchte ich von 1952 bis 1956 die Volksschule Kirchditmold und anschließend die Albert-Schweitzer-Schule, die ich im Februar 1965 mit dem Reifezeugnis verließ.

Im Mai 1965 immatrikulierte ich mich in Marburg für das Fach Physik, dessen Diplom-Vorprüfung ich im April 1967 ablegte. Nach bestandener Diplom-Fächerprüfung gewann ich im April 1969 meine Diplomarbeit "Bau einer Rotationskammer und Messung der Spontanspaltungs-Halbwertszeit von ^{238}U " im Institut für Kernchemie, die ich unter Leitung von Doz.Dr.R.Brandt im Juli 1970 abschloß.

Im September 1969 heiratete ich die Lehrerin Heidi Borg.

Von September 1970 bis Juli 1971 dauerte mein von der Bundesregierung geförderter Studienaufenthalt an der Texas A&M University in College Station, Texas, USA. Am dortigen Zyklotron-Institut experimentierte ich in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr.R.D.Macfarlane.

Seit August 1971 bin ich wissenschaftlicher Angestellter im Fachbereich Physikalische Chemie (Kernchemie) der Philipps-Universität Marburg und arbeite seither in Prof.Dr.R.Brandts Arbeitsgruppe "Kernreaktionen" an einem Forschungsvorhaben der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt.

